



TITLE:

波の回折と港内波高分布に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

高山, 知司

CITATION:

高山, 知司. 波の回折と港内波高分布に関する研究. 京都大学, 1981, 工学博士

ISSUE DATE:

1981-09-24

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r4525>

RIGHT:

波の回折と港内波高分布に関する研究

昭和 56 年 4 月

高 山 知 司

波の回折と港内波高分布に関する研究

昭和 56 年 4 月

高 山 知 司

目 次

要 旨	3
1. 緒 論	5
参 考 文 献	6
2. 港口部における波の回折	7
2.1 概 説	7
2.2 防波堤開口部における波の回折の厳密解	8
2.3 任意防波堤配置に対する波の回折の近似解	18
2.4 実験による理論の妥当性の検証	32
2.5 結 語	39
参 考 文 献	39
3. 島堤による波の回折	41
3.1 概 説	41
3.2 島堤による波の回折の厳密解	41
3.3 島堤による波の回折の近似解	44
3.4 実験による理論の妥当性の検証	55
3.5 結 語	62
参 考 文 献	63
4. 不規則波の回折と反射	64
4.1 概 説	64
4.2 不規則波に対する反射・回折の計算法	64
4.3 海の波の方向スペクトル	66
4.4 不規則波の回折特性と方向スペクトルの関連	68
4.5 単一方向不規則波実験による理論の検証	75
4.6 護岸および防波堤による反射波高の推定法	88
4.7 結 語	93
参 考 文 献	93
5. 港内波高分布の計算	95
5.1 概 説	95
5.2 港内波高の計算法	96
5.3 港内波高分布の計算例	100
5.4 模型実験による数値計算法の検討	102
5.5 港内波浪観測による数値計算法の検討	108
5.6 港内静穏度解析への応用例	112
5.7 結 語	117
参 考 文 献	118
6. 不規則波による砕波の回折	119
6.1 概 説	119
6.2 実験装置および実験条件	119
6.3 入射波の特性	121
6.4 回折波に関する計算値と実験値の比較	123
6.5 砕波の回折計算における入射波のスペクトル形と回折波の最高波	133

6.6 結 語	135
参 考 文 献	136
7. 結 論	137
謝 辞	138
主要記号一覧表	138

波の回折と港内波高分布に関する研究

要 旨

港内に静穏な水域を確保することは、新しい港の建設や既存の港の拡張・改良の際に、港湾技術者が常に念頭に置いておかねばならない重要な問題の一つである。港内の静穏に影響する要素として、波浪や風、流れなどがあるが、特に重要な要素としては、港口部からの進入波がある。この進入波は港口部で回折されて波高が減少するけれども、港内の岸壁などで反射されて、期待するほどその波高が低下しない場合がある。そのため、港内波高の算定には、港内での反射を考慮した計算が必要となる。しかし、現状では、海の波のような不規則波に対する港内波高の計算法は確立していない。

そこで、まず開口防波堤および島堤による波の回折について厳密解と近似解を導き、厳密解と比較することによって近似解の適用性を明確にするとともに、規則波による模型実験によって、これらの理論解の妥当性を確認した。そして、計算が容易な近似解を用いて、海の波のような不規則波に対する回折波の計算法を示し、単一方向不規則波による模型実験でこの方法の適用性を確認した。

以上の結果を参考にして、港内における多重反射も考慮した港内波高の計算法を提案した。この計算法では、複数の港口部でも、港内に開口部があっても計算できる。不規則波や規則波による模型実験結果や現地における港内波浪観測結果と本計算法による結果とを比較することによって、平均的には約 30% の誤差の範囲で港内波高が推定できることが明らかになった。

砕波が来襲する場合について波の回折の模型実験を行い、計算と比較した結果、砕波の場合には、港口部における実測スペクトルをそのままの形で用いるのではなく、まず Bretschneider 型のスペクトルに直したのちに、このスペクトルを用いて計算する必要があることがわかった。

Wave Diffraction and Wave Height Distribution inside a Harbor

Synopsis

In constructing a new harbor, expanding or modifying the existing port facilities, one of the great concerns for port engineers is to secure calm water inside it, among other problems. The calmness in water condition inside a harbor may be influenced by waves, winds, currents and other factors, the waves intruding through its entrance being the most influential one. Though wave heights generally decrease through diffraction in the presence of breakwaters at the entrance, the degree of the decrease is sometimes contrary to our expectation due mainly to the wave height amplification by reflection from seawalls or quays in a harbor. Therefore, a computing method with due consideration on wave reflection is necessary in estimating wave height inside it. However, no suitable approaches have yet been established for irregular waves.

In this report, as a fundamental study, both the exact and an approximate solutions of wave diffraction through a breakwater gap or by a detached breakwater are rederived by applying the Mathieu functions and Sommerfeld's solution, respectively. The accuracy of this approximate solution is clarified upon comparing with the exact one, and good agreement is also confirmed in the result from both these solutions and experiments. The approximate solution, which is more time-saving in computation than the exact one, is then tentatively applied to the diffraction of irregular waves, exhibiting sound applicability to practical problems when compared with the experimental result of diffraction for unidirectional irregular wave.

A new computing method is developed for wave heights inside a harbor, taking the multi-reflection from seawalls or quays into consideration. The computation method is applicable to a harbor with complex boundary layout and/or with multi-entrances and inner harbors. This method can reasonably estimate wave heights to about 70% or more of the result from model tests for several existing harbors as well as that from field observations at Akita Harbor and Niigata West Harbor.

Model tests are also carried out for wave diffraction of irregular breaking waves beyond a breakwater gap. The linear wave diffraction theory is proven practical even to the diffraction of breaking random waves, if Bretschneider's spectrum is employed as the incident wave condition instead of the real spectrum measured at the gap.

1. 緒 論

港内に静穏な水域を確保することは、新しい港の計画や既存の港の改良および拡張計画の際に港湾技術者が常に念頭に置いておかなければならない重要な問題の一つである。ここでいう「静穏な水域」とは、船舶が安全に避泊・係留することができ、かつ荷役作業を支障なく行える水域のことである。

港内を静穏に保つためには、i) 港口幅に比して港内幅を広くとること、および ii) 港口からの進入波のエネルギーを速やかに消散するように消波海浜を設けること、が重要であるといわれてきた¹⁾。i) と ii) は、古くから港湾技術者の常識であり、港湾計画を策定するに当たっては、港内水域を十分広くとった上で、港内に自然海浜を残すとか、進入波が直接当たる部分は棧橋構造にするなどの個々の港の実情に合った工夫がなされてきた。

近年における急速な経済の発展は、出入港隻数を増大させ、バース待ちによる輸送経費の増大を招き、既存の港においては、接岸施設の絶対量が不足し、バースの増設が余儀無くされた。これに対処するため、旧来の消波海浜を温存しつつ、港域のみの拡張でバースを増設することは、すでに周辺の海岸線に人口が集中している状況では、非常に困難であった。そこで、既往の港の港域の大幅な拡張は諦め、港内水域を高度に利用する方向に向い、その結果として、港内における旧来の自然海浜は埋立てられ、港内は直立岸壁で取り囲まれるか、突堤式ふ頭を並べた細長い矩形水面の集りになってしまった。これに伴い、港口からの進入波のエネルギーを港内で容易に消散することは困難となり、したがって岸壁の反射波で港内波高が増大するという、従来では発生しなかったような問題が起ってきた^{2), 3)}。そのため、防波堤の延長や消波岸壁の建設など、港内波高を低減する方策が取られてきた。

一方、水域の高度利用として、単にバース数の増設だけではなく、バースの有効利用という観点から港内水域の静穏が見直されるようになった。これは、年間数回起るような荒天時以外は常時荷役が可能のように港を改良し、バースの利用効率を上げようとする思想である。このような考えから、水域の静穏の度合いを示す指標として、「港内静穏度」という言葉が広く用いられるようになった。「港内静穏度」には、波浪および風や流れなどの気象・海象条件ばかりでなく、荷役効率という経済的条件も絡み、その判定は非常に困難であるため、現在通常の港では、水域の静穏という面から、波高 50~70 cm

以下の日数が年間 95% 以上あることとして、基準化されている⁴⁾。また荷役という面から考えると、船舶の動揺が重要な役割を演じるため、波高ばかりでなく、周期に関しても考慮しなければならないが、これについては不明な点が多く、今後の研究を待たざるを得ない。このような問題はあるにしても、港内静穏度という考えの下に港が見直され、建設・改良されてゆく方向にある。しかし、この方向で港を見直すためには、港内の波高を正確に推定することが、従来に増して重要な問題となってきている。

港内波高を推定する方法としては、模型実験による方法と数値計算による方法とがある。模型実験による方法は、わが国では 1930 年代から広く用いられてきた方法で、非常に有効な方法ではあるが、i) 多くの経費がかかること、および ii) 時間的余裕が必要であること、iii) あらゆるケースについて実施することが困難であること、などの欠陥がある。

一方、数値計算については、1944 年に Penny および Price⁵⁾ が半無限板による光の回折に関する Sommerfeld の解が水の波の回折にも適用できることを示して以来、その結果が単純な配置の防波堤に適用され、反射波を無視した場合の港内の波高分布の計算に利用されるようになった⁶⁾。しかし、この方法では、港内における岸壁や護岸による反射波が計算できないため、波の運動方程式をそのまま差分で解いて、港内の反射波も考慮する方法が提案された⁷⁾。

数多くの海の波の観測結果から、それが方向スペクトルを有する不規則波であることが明らかにされると同時に、防波堤背後の波浪の現地観測によって、海の波を規則波として取り扱ったのでは観測値がうまく説明できなく、海の波を方向スペクトルを有する不規則波として取り扱う必要があることが示された⁸⁾。このようにして、模型実験にも数値計算においても不規則波が導入されるようになった。しかし、模型実験では、海の波のような方向スペクトルを有する不規則波を発生する装置がないこともあって、わが国ではいまだ単一方向の不規則波による実験しか行われていない。方向スペクトルを有する不規則波を用いた数値計算を行うためには、不規則波を数多くの成分波に分割して行わなければならないため、前述の運動方程式を差分で解く方法では計算時間が非常に長くなり、実用的な面から考えると、適用が非常に困難である。そのため、Sommerfeld の解析解を用いるのが有効であり、単純な防波堤配置については解析されている⁹⁾。しかし、この方法では港内の岸壁や護岸によ

る反射波の計算ができないため、港内波高の算定にはそのままの形では応用できない。そこで、不規則波の回折図を用いて、反射波も考慮した計算法¹⁰⁾も提案されているが、その算定法では、岸壁への入射波より反射波が大きくなる場合もあり、適用上いくつかの問題がある。

以上のように、不規則波を用いた港内波高の計算法は、いまだ十分とはいえず、港湾の建設および改良のためには、実用的に有用な港内波高の数値計算法の早急な開発が望まれている。このような現状を考えて、著者は実用的な港内波高計算法の開発ということを前提にして、波の回折に関する基礎研究を実施してきた。本論文は、これらの研究成果をまとめるとともに、新しい港内波高の数値計算法を提案したものである。以下各章の研究方法和内容を概述すれば、次の通りである。

まず、2. においては、防波堤開口部による波の回折に関して理論的な解析を行い、一直線上に配置された両翼防波堤に対する厳密解と任意配置の防波堤に対する近似解を導き、近似解の精度およびその妥当性を検証するために厳密解および数値波動解析法と比較を行う。そして、模型実験を行って、厳密解および近似解の精度を検討する。

3. においては、島堤による波の回折に関して厳密解と近似解を理論的に導き、厳密解と比較することによって、近似解の適用範囲を示す。そして、模型実験によって理論解の妥当性を検討する。

4. においては、不規則波に対する回折計算法を示し、2. および 3. で求めた近似解を用いて、不規則波に対する回折計算を行って、不規則波による回折計算の必要性および波浪の方向集中度の変化による波高比の変化特性を明らかにする。さらに、不規則波に対する計算法の妥当性を調べるために、模型実験結果と比較を行う。この結果に基づいて、島堤による不規則波の反射計算法を応用して、護岸や防波堤による反射波の算定法を提案する。

5. においては、4. の成果に基づいて、港口からの進入波が岸壁などで反射されることを考慮した港内波高の

計算法を提案し、模型実験結果および現地観測値を用いて、その精度を検討する。港内静穏度の判定にこの港内波高の計算法をどのように適用するか、その方法を仮定の港を例にとって示す。

6. においては、砕波が来襲するときの港内波高の算定法を検討するために、不規則波を用いた模型実験を行い、4. で示した計算法による結果と比較を行い、砕波の回折計算法について検討する。

最後に、7. においては、本論文で得られた主要な研究成果を要約して結論とする。

参 考 文 献

- 1) Minikin, R. R.. Winds, Waves and Maritime Structures, Charles Griffin & Company Limited, 1950, pp. 135~145.
- 2) 尾崎 晃・猿川 弦: 港内波浪の問題について、港の形と静穏度との関係について—第 2 報—, 第 10 回海岸工学講演会講演集, 1963, pp. 42~46.
- 3) 尾崎 晃: 消波構造論, 1965 年度水工学に関する夏期研修会講義集, B. 海岸・港湾コース, 水工学シリーズ 65-17, 1965, 26 p.
- 4) 運輸省港湾局監修: 港湾の施設の技術上の基準・同解説, 日本港湾協会, 1979, p. 6-12.
- 5) Penny, W. G. and A. T. Price: Diffraction of Sea Waves by Breakwater, Dire. of Misc. Weapons Develop., Tech. His., No. 26—Artificial Harbours, Sec. 3D., 1944.
- 6) 高井俊郎: 防波堤開口部に斜めに入射する波の回折図, 港湾技研資料, No. 66, 1969, 42 p.
- 7) 谷本勝利・小舟浩治・小松和彦: 数値波動解析法による港内波高分布の計算, 港湾技術研究所報告, 第 14 巻, 第 3 号, 1975, pp. 35~58.
- 8) 合田良実・永井康平・伊藤正彦: 名古屋港における波浪観測 第 3 報——現地波浪の回折現象ならびに統計的性質について——, 港湾技研資料, No. 120, 1971, 24 p.
- 9) 永井康平: 不規則な海の波の屈折および回折の計算, 港湾技術研究所報告, 第 11 巻, 第 2 号, 1972, pp. 47~119.
- 10) 佐藤昭二・合田良実: 海岸・港湾, 土木学会編集, 彰国社刊, 1972, pp. 72~77.

2. 港口部における波の回折

2.1 概 説

防波堤開口部を通して侵入してきた波が防波堤背後でどのように変形してゆくかという水の波の回折の問題は、港湾計画に携る技術者にとって非常に興味ある問題である。しかし、その回折現象の解明は、港湾技術とは関係のない、光や音波あるいは電磁波の回折現象の解析を出発点としてしる。

半無限直線板による光の回折に関する Sommerfeld の解析解が、半無限防波堤による水の波の回折にも適用できることを最初に示したのは 1944 年における Penny および Price¹⁾ によってである。この Penny および Price の指摘に基づいて、Puttnam および Arthur²⁾ は Sommerfeld の解を計算し、また、模型実験を行って比較検討している。かれらは Sommerfeld の解析解を完全解と呼び、この解の中に含まれる Fresnel 積分を近似的に表わすことによって求めた解を簡略解と呼んで、これら両解の適用性を、水深 1.5 ft, 周期 0.7~0.76 sec の波を用いた実験によって検討している。その結果によると、防波堤の幾何光学的な陰の部分では、簡略解は実験値とよく一致するが、完全解は実験値より大きな値を示す。この傾向は防波堤に近い、完全解が成立すると思われる領域でもみられる。また、入射波直進領域では完全解および簡略解ともに実験値より大きな値を示す。このように実験値が完全解よりむしろ簡略解によく一致したのは、防波堤の厚さが有限なためであろうと述べている。

この半無限堤による回折波の理論が直接に港湾の設計に応用できるようにするために、Wiegel³⁾ や森平および奥山⁴⁾ は各種の波向に対して回折図を提示している。

Blue および Johnson⁵⁾ は、半無限堤に対する Sommerfeld の解を、2 つの防波堤が一直線状に配置されたいわゆる両翼防波堤による波の回折に応用している。両翼防波堤の相互の干渉がなければ、半無限堤による回折波の式を重ね合わせることによって求めると考えて、防波堤に対して 90° の角度で波が入射する場合について解を求め、実験によって理論の妥当性を検討している。これによると、実験で求めた回折係数は理論値より少し小さく、また入射波の波形勾配にはほとんど関係しないことがわかった。さらに、実験で求めた波峯は開口部中心線上では理論より先に進み、この傾向は波形勾配が大きいほど著しく、また小さな回折係数の領域では、波峯線が不連続になることを指摘している。森平ら⁶⁾ は Blue

および Johnson の式を用いて、各種の開口幅に対する回折図を示している。

Blue および Johnson が求めたのは波が防波堤に対して直角に入射する場合であるが、斜めに波が入射する場合については、Johnson⁷⁾ が波の入射方向から見通した防波堤の開口部の幅を仮想開口幅とみなして、その仮想幅の開口部に波が直角入射する場合の回折図を用いれば、近似的に斜め入射波に対する回折図が得られることを指摘している。一方、高井⁸⁾ は防波堤先端間での波の位相のずれを考慮した上で、半無限防波堤による回折波の解を重ね合わせて計算する方法を示し、実用上有用な各種の回折図を提示している。また、Lacombe⁹⁾ は、Huyghens の原理を応用して、斜め入射波の場合について解析し、実用的な解を得ている。しかし、これらの解法は防波堤における境界条件を完全には満足しておらず、特に、開口部の幅が波長に比して小さくなると、防波堤相互の干渉が強くなり、半無限防波堤による回折波の解の重ね合わせが実用的にも成立しなくなると考えられる。

Carr および Stelzriede¹⁰⁾ は、スリットを通る音波および電磁波の回折に関して Morse および Rubinstein¹¹⁾ が提案した Mathieu 関数を用いた解析解を両翼防波堤による水の波の回折に適用し、また実験を行って、この解の適用性を明らかにしている。Carr および Stelzriede は Mathieu 関数の計算において数表を用いているため、その数値計算は非常に困難であったと推察されるが、この解は防波堤面での境界条件を完全に満足している厳密解であるため、半無限堤に対する Sommerfeld の解の重ね合わせで求める解法の適用範囲を算定するには非常に有効なものである。

通常の港の防波堤配置を調べてみると、前述したような、二本の防波堤が一直線状に並んでいる両翼防波堤の場合は非常にまれなケースで、その配置は千差万別である。このような防波堤配置に対しては、一般に解析解が得られないため、各種の手法が応用されている。

Baillaer および Gaillard¹²⁾ は Green 関数を用いて解析する方法を提示し、模型実験との比較を行って、その妥当性を示している。山本他¹³⁾ もこの方法によって数値計算を行っている。この方法によると、水深変化による波の屈折や浅水変形も計算されるので、非常に有効な方法ではあるが、積分方程式を解かなければならないため、広領域の計算を行うためには、多くの記憶容量と計算時間を要するという欠点を有している。

波の運動方程式を差分法で解いて、港内の波高を推定

する方法が伊藤および谷本¹⁴⁾や Abbott ら¹⁵⁾によって行われている。伊藤らは運動方程式中の非線型項を無視し、線型項のみを考慮して数値計算を行っているが、一方 Abbott らは非線型項までも考慮して計算している。しかし、これらの解析も計算に当って多くの記憶容量と計算時間を必要とする。

このように任意の防波堤配置に対して波の回折計算ができる方法が提示されているが、防波堤の配置計画を実際に行うに当っては、数多くの防波堤配置に関して数値計算しなければならないし、またこれらの結果を海の波のような不規則な波に対しても適用しようとする、計算時間とそれに伴う経費面で問題が生じる場合が少なくない。そのため、厳密な意味では精度は若干劣るが、実用的には十分な精度を有していて、不規則波に対しても十分適用可能な解析法が要望される。

本章では、一直線上に防波堤が配置されている両翼防波堤に関する回折波の厳密解を求めて波の回折計算を行い、さらに任意防波堤配置に対して回折波が計算できる近似解を提示する。また、これらを厳密解や数値波動解析法と比較するとともに、実験によって理論の妥当性を検証する。

2.2 防波堤開口部における波の回折の厳密解

(1) 仮定と楕円座標への変換

理論を展開するに当って、流体および流体運動、境界条件に関して次のような仮定を設ける。

- a) 流体は非圧縮性である。
- b) 流体運動は非回転運動である。
- c) 相対波高および水面勾配は十分小さい。
- d) 水深は一樣で、水底での水の流入はなし。
- e) 構造物表面での水の流入はなし。

仮定 b) によって、任意方向の水粒子速度成分がその方向の偏微分で表わせる 1 つの関数が存在することになる。この関数は速度ポテンシャルと呼ばれ、これを Φ で表わすと、 x , y および z 方向の水粒子速度成分 u , v および w はそれぞれ次式で与えられる。

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (2.1)$$

ここで、 x および y は静水面上で、また z は鉛直上方を正とする直交座標である。

仮定 a) によって得られる連続方程式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.2)$$

に式 (2.1) を代入すると、速度ポテンシャル Φ は次式の Laplace の方程式を満足しなければならない。

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.3)$$

水面変動量を $\eta(x, y, t)$ とすると、水面におけるいわゆる運動学的条件は次式のようになる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = w_{z=\eta} - u_{z=\eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} - v_{z=\eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (2.4)$$

仮定 c) によって $u_{z=\eta}$, $v_{z=\eta}$, $\frac{\partial \eta}{\partial x}$ および $\frac{\partial \eta}{\partial y}$ は 1 次の微小項となり、これらの積は 2 次の微小項となって、式 (2.4) の右辺第 2 項および第 3 項が無視できることになり、式 (2.4) は次式のように簡略化される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} &= w_{z=0} \\ &= \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_{z=0} \end{aligned} \quad (2.5)$$

ここに、 t は時間である。ただし、式 (2.5) で $z=0$ としたのは η が十分小さいとする仮定 c) による。

一方、運動方程式から求まる Bernoulli の式

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right\} + gz + \frac{p}{\rho} = 0 \quad (2.6)$$

は水面上においても成立しなければならない。ここに、 g は重力の加速度、 p は圧力、 ρ は水の密度である。水面上では圧力 p は大気圧に等しくなるが、圧力として大気圧からの変動分を考えると、水面上で $p=0$ とおくことができる。また、式 (2.4) に関して述べたように仮定 c) によれば式 (2.6) の左辺第 2 項は 2 次の微小項となり、微量量として無視できるので、水面上でのいわゆる力学的条件は式 (2.6) から次式のようになる。

$$\eta = -\frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \Big|_{z=0} \quad (2.7)$$

水底における条件は、仮定 d) から

$$w_{z=-h} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_{z=-h} = 0 \quad (2.8)$$

となる。ここに、 h は水深である。

仮定 e) によって、防波堤壁面での境界条件は、境界面における法線方向の軸を n とすると、

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad (2.9)$$

で表わされる。

式 (2.5) および (2.7) を用いて、 η を消去すると、

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_{z=0} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \Big|_{z=0} = 0 \quad (2.10)$$

となる。

未知関数である速度ポテンシャル Φ は、式 (2.8) ~ (2.10) の条件のもとで、式 (2.3) の Laplace の方程式

を解けば求まるが、 Φ の初期条件が与えられていないので、完全には解くことはできない。しかしながら、波の回折の問題では、定常状態の波高が対象となるため、速度ポテンシャルの振幅が定常であるものを考えればよい。そこで、条件式がすべて線型であることを考慮して、水底における条件式 (2.8) を満足する速度ポテンシャルとして、次式のような複素関数表示を考える。

$$\Phi = \phi_0 \phi(x, y) \cosh k(h+z) e^{i\sigma t} \quad (2.11)$$

ここに、 σ は波の角周波数で、波の周期を T とすると、

$$\sigma = 2\pi/T \quad (2.12)$$

であり、 k は波数で、波長を L とし、

$$k = 2\pi/L \quad (2.13)$$

となる。また、 ϕ_0 を求めるためには、波高に関する条件を与える必要がある。

式 (2.11) を式 (2.10) に代入して、波の分散関係式として次式が求まる。

$$\sigma^2 = gk \tanh kh \quad (2.14)$$

式 (2.11) を式 (2.3) に代入すると、いわゆる Helmholtz の方程式が求まる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + k^2 \phi = 0 \quad (2.15)$$

図-2.1 で示すような両翼防波堤に入射波が防波堤に対して α の角度から進入する場合を考えると、図-2.2

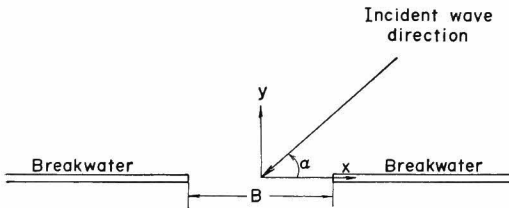


図-2.1 開口防波堤と入射波の進入角度

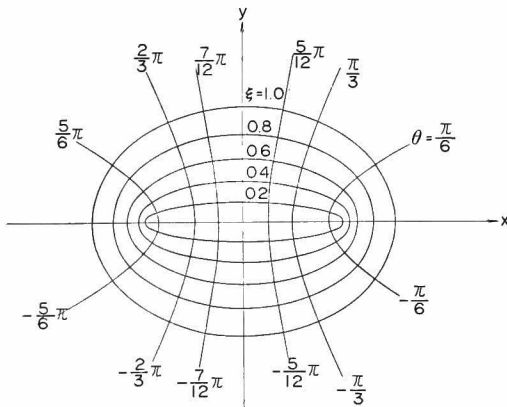


図-2.2 楕円座標

のような楕円座標に変換することが、防波堤面上の境界条件式 (2.9) を表現するのに都合がよい。この座標変換は、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{B}{2} \cosh \xi \cos \theta \\ y &= \frac{B}{2} \sinh \xi \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (2.16)$$

ここに、 B は防波堤開口部の幅を示し、 (ξ, θ) は図-2.2 で示される座標である。図-2.2 で点 (x, y) を通る楕円の長軸は $B \cosh \xi$ 、短軸は $B \sinh \xi$ で与えられるから、 B は楕円の焦点距離でもある。楕円を表わす式

$$\sqrt{\left(x - \frac{B}{2}\right)^2 + y^2} + \sqrt{\left(x + \frac{B}{2}\right)^2 + y^2} = b \quad (2.17)$$

に式 (2.16) を代入し整理すると、次式が得られる。

$$\cosh \xi = b/B \quad (2.18)$$

ここに、 b は定数であるから、 $\xi = \text{const.}$ の点の軌跡は楕円を表わす。

式 (2.16) を式 (2.15) に代入すれば、次式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + 2k_1^2 (\cosh 2\xi - \cos 2\theta) \phi = 0 \quad (2.19)$$

ここに、

$$k_1 = Bk/4 = \pi B/2L \quad (2.20)$$

関数 ϕ が ξ のみの関数 $H(\xi)$ と θ のみの関数 $Q(\theta)$ に分離されるとして、

$$\phi = H(\xi)Q(\theta) \quad (2.21)$$

で表わすと、式 (2.19) は次式のように変形される。

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 H}{H d\xi^2} + 2k_1^2 \cosh 2\xi \\ &= -\frac{d^2 Q}{Q d\theta^2} + 2k_1^2 \cos 2\theta \\ &\equiv a \end{aligned} \quad (2.22)$$

ここに、 a は ξ, θ に無関係な定数となり、いわゆる固有値と呼ばれている。この固有値を媒介として、式 (2.22) は次のような 2 つの微分方程式に分けられる。

$$\frac{d^2 Q}{d\theta^2} + (a - 2k_1^2 \cos 2\theta) Q = 0 \quad (2.23)$$

$$\frac{d^2 H}{d\xi^2} - (a - 2k_1^2 \cosh 2\xi) H = 0 \quad (2.24)$$

すなわち式 (2.23) は Mathieu 方程式で、また式 (2.24) は変形 Mathieu 方程式である。

(2) Mathieu 方程式の解とその特性^{16), 17)}

両翼防波堤による波の反射および回折の理論解を誘導する前に、式 (2.23) の Mathieu 方程式と式 (2.24) の変形 Mathieu 方程式の解とその特性について概述する。

式 (2.23) の θ を $\theta = \theta^* + n\pi$ において変換しても、 n が整数である限り、式 (2.23) は $\theta = \theta^*$ で変換したのと同じ形になる。このことは、式 (2.23) の関数 Q が π および 2π を周期とする周期関数になることを示している。そこで、 π および 2π を周期とする奇関数をそれぞれ $se_{2n+2}(\theta; k_1^2)$, $se_{2n+1}(\theta; k_1^2)$ で表わし、偶関数を $ce_{2n}(\theta; k_1^2)$, $ce_{2n+1}(\theta; k_1^2)$ で表わすと、これらの関数は正余弦の Fourier 級数によって、次式のように展開することができる。

$$\left. \begin{aligned} ce_{2n}(\theta; k_1^2) &= \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r}^{(2n)} \cos 2r\theta \\ ce_{2n+1}(\theta; k_1^2) &= \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r+1}^{(2n+1)} \cos (2r+1)\theta \\ se_{2n+1}(\theta; k_1^2) &= \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r+1}^{(2n+1)} \sin (2r+1)\theta \\ se_{2n+2}(\theta; k_1^2) &= \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r+2}^{(2n+2)} \sin (2r+2)\theta \end{aligned} \right\} \quad (2.25)$$

ただし $k_1 \rightarrow 0$ の極限では、式 (2.23) から

$$\left. \begin{aligned} \lim_{k_1 \rightarrow 0} ce_n(\theta; k_1^2) &= \cos n\theta \quad (n=0, 1, 2, \dots) \\ \lim_{k_1 \rightarrow 0} se_n(\theta; k_1^2) &= \sin n\theta \quad (n=0, 1, 2, \dots) \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

となる。ここで、固有値 a は $k_1 \rightarrow 0$ では $a = n^2$ となる。これより、 $k_1 \rightarrow 0$ では式 (2.25) の係数 $A_r^{(n)}(k_1^2)$ および $B_r^{(n)}(k_1^2)$ は

$$\lim_{k_1 \rightarrow 0} A_r^{(n)}(k_1^2) = \lim_{k_1 \rightarrow 0} B_r^{(n)}(k_1^2) = \delta_{nr} \quad (2.27)$$

を満足しなければならないことになる。ここに、 δ_{nr} はクロネッカーのデルタで、 $n=r$ のとき $\delta_{nr}=1$, $n \neq r$ のとき $\delta_{nr}=0$ となる。

式 (2.23) の解で、 k_1^2 が一定の数値で、固有値 a のみが異なる周期解を Q_1, Q_2 とすると、

$$Q_1'' + (a_1 - 2k_1^2 \cos 2\theta)Q_1 = 0 \quad (2.28)$$

$$Q_2'' + (a_2 - 2k_1^2 \cos 2\theta)Q_2 = 0 \quad (2.29)$$

となり、式 (2.28) と (2.29) から次式が得られる。

$$Q_1''Q_2 - Q_1Q_2'' = (a_1 - a_2)Q_1Q_2 \quad (2.30)$$

ここに、 a_1 および a_2 はそれぞれ Q_1 および Q_2 に対応する固有値である。式 (2.30) の両辺を 0 から 2π まです、積分すると、式 (2.25) によって

$$(a_1 - a_2) \int_0^{2\pi} Q_1 Q_2 d\theta = 0 \quad (2.31)$$

となるが、仮定によって $a_1 \neq a_2$ であるから、

$$\int_0^{2\pi} Q_1 Q_2 d\theta = 0 \quad (2.32)$$

となり、 Q_1 と Q_2 はいわゆる直交関数となる。したがって式 (2.23) の解は直交関数になることがわかる。一

方、 $a_1 = a_2$ のとき、

$$\int_0^{2\pi} Q_1 Q_2 d\theta = \pi \quad (2.33)$$

を満足するように正規化すると、式 (2.25) の各関数の係数は、次式を満足することになる。

$$\left. \begin{aligned} 2[A_0^{(2n)}]^2 + \sum_{r=1}^{\infty} [A_{2r}^{(2n)}]^2 &= 1 \\ \sum_{r=0}^{\infty} [A_{2r+1}^{(2n+1)}]^2 &= \sum_{r=0}^{\infty} [B_{2r+1}^{(2n+1)}]^2 = \sum_{r=0}^{\infty} [B_{2r+2}^{(2n+2)}]^2 = 1 \end{aligned} \right\} \quad (2.34)$$

式 (2.25) の第 1 式を式 (2.23) に代入すると、 $A_{2r}^{(2n)}$ に関する次のような漸化式が求まる。

$$\left. \begin{aligned} aA_0^{(2n)} - k_1^2 A_2^{(2n)} &= 0 \\ (a-4)A_2^{(2n)} - k_1^2 \{A_4^{(2n)} + 2A_0^{(2n)}\} &= 0 \\ (a-4r^2)A_{2r}^{(2n)} - k_1^2 \{A_{2r+2}^{(2n)} + A_{2r-2}^{(2n)}\} &= 0 \quad (r \geq 2) \end{aligned} \right\} \quad (2.35)$$

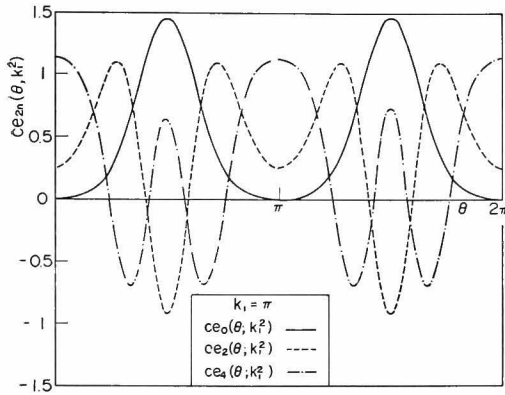
固有値が与えられれば、式 (2.34) の正規化の式と式 (2.35) の漸化式によって、 $A_{2r}^{(2n)}$ が求まる。式 (2.35) と同じような漸化式が式 (2.25) の他の関数についても求まるので、式 (2.34) を考慮すれば、式 (2.25) の各係数の値が決定できる。著者ら¹⁸⁾は固有値 a の算定法について、その詳細を検討している。なお、 $k_1 = \pi$ における式 (2.25) の各関数を図示すると、図-2.3 (a)~(d) のようになる。

式 (2.23) の Mathieu 方程式は、同一の固有値に対して、式 (2.25) の周期解の他にもう一つの独立解を持つ。しかし、その独立解は本論では重要でないで、その特性については非周期解であることだけを述べて、それ以上は言及しない。

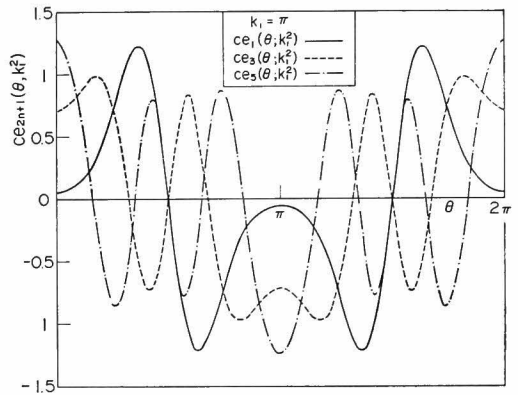
次に、式 (2.24) の解について考える。式 (2.24) は式 (2.23) の θ と Q をそれぞれ ξ/i と H に変換することによって求めることができるから、式 (2.23) の解で、式 (2.25) に対応する解が次式のように与えられる。ただし、この単なる変換では式 (2.25) の第 3, 4 式が虚数になるので、 $i = \sqrt{-1}$ を乗じて、実数化してある。

$$\left. \begin{aligned} Ce_{2n}(\xi; k_1^2) &= \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r}^{(2n)} \cosh 2r\xi \\ Ce_{2n+1}(\xi; k_1^2) &= \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r+1}^{(2n+1)} \cosh (2r+1)\xi \\ Se_{2n+1}(\xi; k_1^2) &= \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r+1}^{(2n+1)} \sinh (2r+1)\xi \\ Se_{2n+2}(\xi; k_1^2) &= \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r+2}^{(2n+2)} \sinh (2r+2)\xi \end{aligned} \right\} \quad (2.36)$$

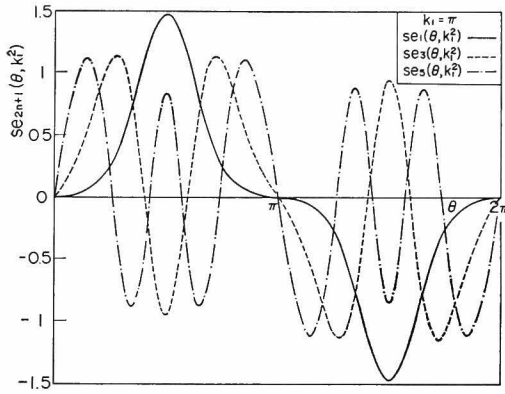
式 (2.36) の形で式 (2.24) の解を表わすと、他の独立解は非常に複雑な形になるので、Bessel 関数の級数形



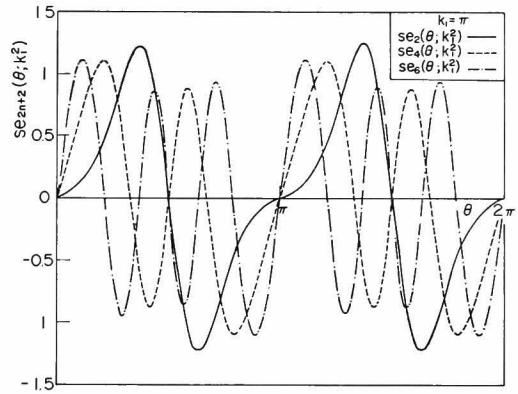
(a) $ce_{2n}(\theta; k_1^2)$



(b) $ce_{2n+1}(\theta; k_1^2)$



(c) $se_{2n+1}(\theta; k_1^2)$



(d) $se_{2n+2}(\theta; k_1^2)$

図-2.3 Mathieu 関数の図示

で表わすことを考える。 $q=2k_1 \cosh \xi$ とおいて、式 (2.24) を変換すると、次式となる。

$$(q^2 - 4k_1^2) \frac{d^2 H}{d\xi^2} + q \frac{dH}{d\xi} + (q^2 - f^2)H = 0 \quad (2.37)$$

ここに、 $f=a+2k_1$ である。式 (2.37) は Bessel の方程式と類似の形をしているので、式 (2.37) の解を k_1 のみの関数である係数 d_{2r} を用いて、

$$H = \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r d_{2r} J_{2r}(q) \quad (2.38)$$

で表わすと、式 (2.37) は、

$$\sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r d_{2r} [(q^2 - 4k_1^2) J_{2r}'(q) + q J_{2r}'(q) + (q^2 - f^2) J_{2r}(q)] = 0 \quad (2.39)$$

となる。Bessel 関数 $J_{2r}(q)$ は、

$$q^2 J_{2r}'(q) + q J_{2r}'(q) + (q^2 - 4r^2) J_{2r}(q) = 0 \quad (2.40)$$

の解であり、また次の漸化式を満足する。

$$4J_{2r}'(q) = J_{2r-2}(q) - 2J_{2r}(q) + J_{2r+2}(q) \quad (2.41)$$

式 (2.40) および (2.41) の関係式を用いると、 d_{2r} に関して、次のような漸化式が求まる。

$$\left. \begin{aligned} a d_0 - k_1^2 d_2 &= 0 \\ (a-4) d_2 - k_1^2 (d_4 + 2d_0) &= 0 \\ (a-4r^2) d_{2r} - k_1^2 (d_{2r+2} + d_{2r-2}) &= 0 \quad (r \geq 2) \end{aligned} \right\} \quad (2.42)$$

式 (2.42) は $A_{2r}^{(2n)}$ に関する式 (2.35) の漸化式と同じ形を示しているので、

$$d_{2r} = \kappa A_{2r}^{(2n)} \quad (2.43)$$

とおくことができ、式 (2.25) の第1式に対応する解は、

$$Ce_{2n}(\xi; k_1^2) = \kappa \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r A_{2r}^{(2n)} J_{2r}(2k_1 \cosh \xi) \quad (2.44)$$

の形で与えられる。ここに、定数 κ は $\xi = (1/2)\pi i$ とおくことによって、

$$\kappa = ce_{2n}\left(\frac{1}{2}\pi; k_1^2\right) / A_0^{(2n)} \quad (2.45)$$

となる。これから, $Ce_{2n}(\xi; k_1^2)$ は,

$$\begin{aligned} Ce_{2n}(\xi; k_1^2) &= \frac{ce_{2n}\left(\frac{1}{2}\pi; k_1^2\right)}{A_0^{(2n)}} \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r A_{2r}^{(2n)} J_{2r}(2k_1 \cosh \xi) \end{aligned} \quad (2.46)$$

で与えられる。

$Ce_{2n}(\xi; k_1^2)$ に対応するもう一つの独立解 $Fey_{2n}(\xi; k_1^2)$ は, 式 (2.38) 中の $J_{2r}(q)$ の代りに第 2 種の Bessel 関数 $Y_{2r}(q)$ を使い, $Ce_{2n}(\xi; k_1^2)$ を求めたのと同じような操作を行うことによって, 次式のように求まる。

$$\begin{aligned} Fey_{2n}(\xi; k_1^2) &= \frac{ce_{2n}\left(\frac{1}{2}\pi; k_1^2\right)}{A_0^{(2n)}} \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r A_{2r}^{(2n)} Y_{2r}(2k_1 \cosh \xi) \end{aligned} \quad (2.47)$$

同様にして, 式 (2.24) の他の解も求めることができ, 次式ようになる。

$$\begin{aligned} Ce_{2n+1}(\xi; k_1^2) &= -\frac{ce'_{2n+1}\left(\frac{1}{2}\pi; k_1^2\right)}{k_1 A_1^{(2n+1)}} \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r A_{2r+1}^{(2n+1)} J_{2r+1}(2k_1 \cosh \xi) \\ Fey_{2n+1}(\xi; k_1^2) &= -\frac{ce'_{2n+1}\left(\frac{1}{2}\pi; k_1^2\right)}{k_1 A_1^{(2n+1)}} \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r A_{2r+1}^{(2n+1)} Y_{2r+1}(2k_1 \cosh \xi) \end{aligned} \quad (2.48)$$

$$\begin{aligned} Se_{2n+1}(\xi; k_1^2) &= \frac{se'_{2n+1}(0; k_1^2)}{k_1 B_1^{(2n+1)}} \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r+1}^{(2n+1)} J_{2r+1}(2k_1 \sinh \xi) \\ Gey_{2n+1}(\xi; k_1^2) &= \frac{se'_{2n+1}(0; k_1^2)}{k_1 B_1^{(2n+1)}} \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r+1}^{(2n+1)} Y_{2r+1}(2k_1 \sinh \xi) \end{aligned} \quad (2.49)$$

$$\begin{aligned} Se_{2n+2}(\xi; k_1^2) &= \frac{se'_{2n+2}(0; k_1^2)}{k_1^2 B_2^{(2n+2)}} \coth \xi \\ &\times \sum_{r=0}^{\infty} (2r+2) B_{2r+2}^{(2n+2)} J_{2r+2}(2k_1 \sinh \xi) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Gey_{2n+2}(\xi; k_1^2) &= \frac{se'_{2n+2}(0; k_1^2)}{k_1^2 B_2^{(2n+2)}} \coth \xi \\ &\times \sum_{r=0}^{\infty} (2r+2) B_{2r+2}^{(2n+2)} Y_{2r+2}(2k_1 \sinh \xi) \end{aligned} \quad (2.50)$$

第 1 種と第 2 種の Bessel 関数から第 1 種および第 2 種の Hankel 関数が得られるように, 式 (2.46) と (2.47) を用いて, 次式のように新しく独立な解

$$\begin{aligned} Me_{2n}^{(1)}(\xi; k_1^2) &= Ce_{2n}(\xi; k_1^2) + i Fey_{2n}(\xi; k_1^2) \\ Me_{2n}^{(2)}(\xi; k_1^2) &= Ce_{2n}(\xi; k_1^2) - i Fey_{2n}(\xi; k_1^2) \end{aligned} \quad (2.51)$$

を定義すると, 第 1 種および第 2 種の Hankel 関数に対応した $Me_{2n}^{(1)}(\xi; k_1^2)$ および $Me_{2n}^{(2)}(\xi; k_1^2)$ が次式のように求まる。

$$\begin{aligned} Me_{2n}^{(1), (2)}(\xi; k_1^2) &= \frac{ce_{2n}\left(\frac{1}{2}\pi; k_1^2\right)}{A_0^{(2n)}} \\ &\times \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r A_{2r}^{(2n)} H_{2r}^{(1), (2)}(2k_1 \cosh \xi) \end{aligned} \quad (2.52)$$

ここに, $H_{2r}^{(1)}(2k_1 \cosh \xi)$ と $H_{2r}^{(2)}(2k_1 \cosh \xi)$ はそれぞれ第 1 種および第 2 種の Hankel 関数であり, $Me_{2n}^{(1)}(\xi; k_1^2)$ と $Me_{2n}^{(2)}(\xi; k_1^2)$ はそれぞれ第 1 種および第 2 種の Hankel 関数に対応する式 (2.24) の解である。

同様にして, 式 (2.48)~(2.50) の解に対しても, 第 1 種および第 2 種の Hankel 関数に対応する式が求まり, 次式ようになる。

$$\begin{aligned} Me_{2n+1}^{(1), (2)}(\xi; k_1^2) &= -\frac{ce'_{2n+1}\left(\frac{1}{2}\pi; k_1^2\right)}{k_1 A_1^{(2n+1)}} \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r A_{2r+1}^{(2n+1)} H_{2r+1}^{(1), (2)}(2k_1 \cosh \xi) \\ Ne_{2n+1}^{(1), (2)}(\xi; k_1^2) &= \frac{se'_{2n+1}(0; k_1^2)}{k_1 B_1^{(2n+1)}} \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r+1}^{(2n+1)} H_{2r+1}^{(1), (2)}(2k_1 \sinh \xi) \\ Me_{2n+2}^{(1), (2)}(\xi; k_1^2) &= \frac{se'_{2n+2}(0; k_1^2)}{k_1^2 B_2^{(2n+2)}} \coth \xi \\ &\times \sum_{r=0}^{\infty} (2r+2) B_{2r+2}^{(2n+2)} H_{2r+2}^{(1), (2)}(2k_1 \sinh \xi) \end{aligned} \quad (2.53)$$

(3) Mathieu 関数と変形 Mathieu 関数による入射波の表示

図-2.1 で示したように, x 軸と α の角度をなす方向から波が進入してくる場合, 入射波の表面波形 η_i は

$$\eta_i = \frac{H_i}{2} \exp \{i[k(x \cos \alpha + y \sin \alpha) + \sigma t]\} \quad (2.54)$$

で与えられるから, 入射波の速度ポテンシャル Φ_i を式 (2.11) のような形

$$\Phi_i = \phi_0 \phi_i(x, y) \cosh k(h+z) e^{i\sigma t} \quad (2.55)$$

で表わすと, 式 (2.7) によって

$$\phi_0 = \frac{igH_i}{2\sigma \cosh kh} \quad (2.56)$$

$$\phi_i(x, y) = \exp \{ik(x \cos \theta + y \sin \theta)\} \quad (2.57)$$

となる。ここに, H_i は入射波の波高である。

$\phi_i(x, y)$ は式 (2.15) の Helmholtz の方程式を満足しているので, 式 (2.16) の楕円座標で式 (2.57) を変換した式

$$\phi_i(\xi, \theta) = \exp \{2ik_1(\cosh \xi \cos \theta \cos \alpha + \sinh \xi \sin \theta \sin \alpha)\} \quad (2.58)$$

は, 式 (2.23) と (2.24) で表わされる Mathieu 方程式と変形 Mathieu 方程式の解で表示することができる。しかし, 式 (2.58) は θ に関して 2π の周期関数であるから, θ に関しては式 (2.23) の解のうち周期関数のみを用いることになる。そこで, $\phi_i(\xi, \theta)$ が次式のように展開されると仮定する。

$$\begin{aligned} \phi_i(\xi, \theta) = & \sum_{n=0}^{\infty} \{M_{2n}(\xi, \alpha) \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \\ & + M_{2n+1}(\xi, \alpha) \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \\ & + N_{2n+1}(\xi, \alpha) \text{se}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \\ & + N_{2n+2}(\xi, \alpha) \text{se}_{2n+2}(\theta; k_1^2)\} \end{aligned} \quad (2.59)$$

ここに, $M_{2n}(\xi, \alpha)$, $M_{2n+1}(\xi, \alpha)$, $N_{2n+1}(\xi, \alpha)$ および $N_{2n+2}(\xi, \alpha)$ は未知関数である。

これらの未知関数を求めるために, 次のような積分定理を応用する¹⁹⁾。

$K(\theta, \theta')$ が偏微分方程式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 K(\theta, \theta')}{\partial \theta^2} - \frac{\partial^2 K(\theta, \theta')}{\partial \theta'^2} \\ & - 2k_1^2(\cos 2\theta - \cos 2\theta')K(\theta, \theta') = 0 \end{aligned} \quad (2.60)$$

を満足する関数であり, $w(\theta)$ が式 (2.23) の解で, θ に関して恒等的に,

$$\left[w(\theta') \frac{\partial}{\partial \theta'} K(\theta, \theta') - K(\theta, \theta') \frac{\partial w(\theta')}{\partial \theta'} \right]_{\theta'=0}^{\theta'=2\pi} = 0 \quad (2.61)$$

を満足するならば,

$$f(\theta) = \int_0^{2\pi} K(\theta, \theta') w(\theta') d\theta' \quad (2.62)$$

は, $w(\theta)$ と同様に同一の k_1^2 に対する式 (2.23) の解である。

$\xi = -i\xi^*$ を式 (2.58) に代入すると,

$$\begin{aligned} \phi_i(-i\xi^*, \theta) = & \exp [2ik_1 \cos \xi^* \cos \theta \cos \alpha \\ & + 2k_1 \sin \xi^* \sin \theta \sin \alpha] \end{aligned} \quad (2.63)$$

となる。式 (2.63) は式 (2.60) を満足するから, $K(\xi^*, \theta) = \phi_i(-i\xi^*, \theta)$ とおくことができる。したがって, 式 (2.59) から次式が得られる。

$$\begin{aligned} K(\xi^*, \theta) = & \sum_{n=0}^{\infty} [M_{2n}(-i\xi^*, \alpha) \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \\ & + M_{2n+1}(-i\xi^*, \alpha) \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \\ & + N_{2n+1}(-i\xi^*, \alpha) \text{se}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \\ & + N_{2n+2}(-i\xi^*, \alpha) \text{se}_{2n+2}(\theta; k_1^2)] \end{aligned} \quad (2.64)$$

この両辺に $\text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2)$ を乗じて, θ に関して $0 \sim 2\pi$ の区間で積分すると, Mathieu 関数の直交性によって,

$$\begin{aligned} & \int_0^{2\pi} K(\xi^*, \theta) \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) d\theta \\ & = \pi M_{2n}(-i\xi^*, \alpha) \end{aligned} \quad (2.65)$$

となる。 $\text{ce}_{2n}(\theta)$ は式 (2.23) の解であり, 式 (2.63) で表わされる $\phi_i(-i\xi^*, \theta)$ は $K(\xi^*, \theta)$ に等しいから, $K(\xi^*, \theta)$ と $\text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2)$ は式 (2.61) を満足する。これによって, 上記の積分定理を応用すると, $M_{2n}(-i\xi^*, \alpha)$ は式 (2.23) を満足する解となる。 $K(\xi^*, \theta)$ は ξ^* に関して周期関数であり, また $\text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2)$ と同じ固有値をもつために,

$$M_{2n}(-i\xi^*, \alpha) = A \text{ce}_{2n}(\xi^*; k_1^2) \quad (2.66)$$

となる。式 (2.63) でわかるように, ξ^* と α は全く同じ形をしているので, $A = \nu_{2n} \text{ce}_{2n}(\alpha; k_1^2)/\pi$ とおくことができ, 式 (2.65) と (2.66) から,

$$\begin{aligned} & \nu_{2n} \text{ce}_{2n}(\alpha; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\xi^*; k_1^2) \\ & = \int_0^{2\pi} K(\xi^*, \theta) \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) d\theta \end{aligned} \quad (2.67)$$

となる。 $K(\xi^*, \theta)$ として式 (2.63) を用い, $\alpha=0$ および $\xi^*=\pi/2$ とすると,

$$\nu_{2n} = 2\pi A_0^{(2n)} / \text{ce}_{2n}(0; k_1^2) \text{ce}_{2n}\left(\frac{\pi}{2}; k_1^2\right) \quad (2.68)$$

となり, したがって, 式 (2.65) から

$$M_{2n}(-i\xi^*, \alpha) = \frac{2}{p_{2n}} \text{ce}_{2n}(\xi^*; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\alpha; k_1^2) \quad (2.69)$$

で $M_{2n}(-i\xi^*, \alpha)$ が表わされる。ここに,

$$p_{2n} = \frac{ce_{2n}(0; k_1^2) ce_{2n}\left(\frac{\pi}{2}; k_1^2\right)}{A_0^{(2n)}} \quad (2.70)$$

である。 $\xi^* = i\xi$ として、 ξ^* を ξ に変換すると、

$$M_{2n}(\xi, \theta) = \frac{2}{p_{2n}} Ce_{2n}(\xi; k_1^2) ce_{2n}(\alpha; k_1^2) \quad (2.71)$$

となる。

$M_{2n+1}(\xi, \alpha)$, $N_{2n+1}(\xi, \alpha)$ および $N_{2n+2}(\xi, \alpha)$ についても同様に求めることができ、その結果、 $\phi_i(\xi, \theta)$ は Mathieu 関数および変形 Mathieu 関数によって展開されて、次式のように表示することができる。

$$\begin{aligned} \phi_i(\xi, \theta) = & \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{2}{p_{2n}} Ce_{2n}(\xi; k_1^2) \right. \\ & \times ce_{2n}(\theta; k_1^2) ce_{2n}(\alpha; k_1^2) \\ & + \frac{2}{s_{2n+2}} Se_{2n+2}(\xi; k_1^2) \\ & \times se_{2n+2}(\theta; k_1^2) se_{2n+2}(\alpha; k_1^2) \\ & + i \left\{ \frac{2}{p_{2n+1}} Ce_{2n+1}(\xi; k_1^2) \right. \\ & \times ce_{2n+1}(\theta; k_1^2) ce_{2n+1}(\alpha; k_1^2) \\ & + \frac{2}{s_{2n+1}} Se_{2n+1}(\xi; k_1^2) \\ & \left. \times se_{2n+1}(0; k_1^2) se_{2n+1}(\alpha; k_1^2) \right\} \Big] \end{aligned} \quad (2.72)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} p_{2n+1} &= - \frac{ce'_{2n+1}\left(\frac{1}{2}\pi; k_1^2\right) ce_{2n+1}(0; k_1^2)}{k_1 A_1^{(2n+1)}} \\ s_{2n+1} &= \frac{se'_{2n+1}(0; k_1^2) se_{2n+1}\left(\frac{\pi}{2}; k_1^2\right)}{k_1 B_1^{(2n+1)}} \\ s_{2n+2} &= \frac{se'_{2n+2}\left(\frac{1}{2}\pi; k_1^2\right) se'_{2n+2}(0; k_1^2)}{k_1^2 B_2^{(2n+2)}} \end{aligned} \right\} \quad (2.73)$$

(4) 防波堤開口部における回折波の式

図-2.1 で示したような防波堤開口部に波が入射する場合、図-2.4 に示すように海域を 2 つに分けて取り扱うのが解析上都合がよい。領域Ⅰは防波堤前面の海域で、防波堤による反射波が生じる領域である。また、領域Ⅱは防波堤背後の海域で、開口部で回折した波が伝わる領域である。

防波堤面上での境界条件、式 (2.9) は波が防波堤によって完全に反射されることを意味している。式 (2.9) の境界条件によって、式 (2.16) の楕円座標で表わされた

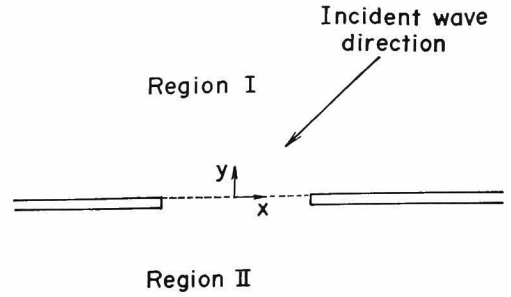


図-2.4 領域分割

速度ポテンシャル Φ は、次式を満足しなければならない。

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right|_{\theta=0, \pi} = 0 \quad (\xi > 0) \quad (2.74)$$

領域Ⅰの速度ポテンシャル Φ_I を式 (2.11) のような形に表わし、定数 ϕ_0 として入射波の展開で求めた式 (2.56) を採用すると、 Φ_I は次式で与えられる。

$$\Phi_I = \frac{igH_i}{2\sigma} \phi_i(\xi, \theta) \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} e^{i\sigma t} \quad (2.75)$$

ここに、 $\phi_i(\xi, \theta)$ は表面波の波高変化を示す式で、楕円座標で示してある。

領域Ⅰの速度ポテンシャルは、 $\xi \rightarrow \infty$ 、つまり開口部から無限に離れるにしたがって開口部の影響は消え、入射波と反射波だけになる。したがって、開口部から無限遠点では、領域Ⅰの速度ポテンシャルは入射波の速度ポテンシャルと反射波の速度ポテンシャルの和となって、次式で表わされる。

$$\Phi_I = \Phi_i + \Phi_r \quad (\xi \rightarrow \infty) \quad (2.76)$$

ここに、 Φ_i は入射波の速度ポテンシャル、 Φ_r は反射波の速度ポテンシャルである。

一方、開口部近傍では、開口部の存在によって開口部から遠ざかってゆく波が発生する。この波は、開口部から遠ざかるに従って波高を減じ、無限遠点では消滅する波で、散乱波と呼ぶ。この散乱波の速度ポテンシャルを Φ_s で表わすと、領域Ⅰの速度ポテンシャルは、

$$\Phi_I = \Phi_i + \Phi_r + \Phi_s \quad (2.77)$$

で表わすことができる。ただし、 Φ_i および Φ_r がそれぞれ式 (2.3) の Laplace の式および式 (2.8) の水底での条件式を満足するため、 Φ_r も式 (2.3) と (2.8) を満足することになり、次式で表わすことができる。

$$\Phi_r = \frac{igH_i}{2\sigma} \phi_r(\xi, \theta) \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} e^{i\sigma t} \quad (2.78)$$

ここに、 $\phi_r(\xi, \theta)$ は反射波の表面波の式で、Helmholz の方程式 (2.19) を満足する。

また、散乱波の速度ポテンシャル Φ_s も同様に、

$$\Phi_s = \frac{igH_i}{2\sigma} \phi_s(\xi, \theta) \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} e^{i\sigma t} \quad (2.79)$$

で表わされ、 $\phi_s(\xi, \theta)$ は式 (2.19) を満足する。

$\phi_r(\xi, \theta)$ は反射波を示すから、入射波の $\phi_i(\xi, \theta)$ の式 (2.72) 中の α を $-\alpha$ と置き換えることによって、次のように求まる。

$$\begin{aligned} \phi_r(\xi, \theta) = & \sum_{r=0}^{\infty} \left[\frac{2}{p_{2n}} \text{Ce}_{2n}(\xi; k_1^2) \right. \\ & \times \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\alpha; k_1^2) \\ & - \frac{2}{s_{2n+2}} \text{Se}_{2n+2}(\xi; k_1^2) \\ & \times \text{se}_{2n+2}(\theta; k_1^2) \text{se}_{2n+2}(\alpha; k_1^2) \\ & + i \left\{ \frac{2}{p_{2n+1}} \text{Ce}_{2n+1}(\xi; k_1^2) \right. \\ & \times \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\alpha; k_1^2) \\ & - \frac{2}{s_{2n+1}} \text{Se}_{2n+1}(\xi; k_1^2) \\ & \left. \times \text{se}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \text{se}_{2n+1}(\alpha; k_1^2) \right\} \Big] \quad (2.80) \end{aligned}$$

散乱波の $\phi_s(\xi, \theta)$ は、式 (2.19) すなわち Helmholtz の方程式を満足するので、式 (2.23) と (2.24) の Mathieu 方程式と変形 Mathieu 方程式で表わされるが、 $\theta = \theta + 2\pi$ では基の位置に戻るので、 θ に関して周期解でなければならない。また、 $\phi_s(\xi, \theta)$ は開口部から散乱する波であると同時に、遠ざかるにつれて波高が減衰する波、すなわち radiation 条件を満足する波でなければならない。このような波は円筒座標の Hankel 関数に対応する形を有しているものでなければならない。Hankel 関数に対応する関数としては、式 (2.52) および (2.53) の関数がある。 ξ が十分大きいところでは式 (2.52) の漸近形²⁰⁾は、

$$\begin{aligned} \text{Me}_{2n}^{(1)}(\xi; k_1^2) & \approx p_{2n} \left(\frac{2}{\pi k_1 e^\xi} \right)^{1/2} \exp \left\{ i \left(k_1 e^\xi - \frac{\pi}{4} \right) \right\} \\ \text{Me}_{2n}^{(2)} & \approx p_{2n} \left(\frac{2}{\pi k_1 e^\xi} \right)^{1/2} \exp \left\{ -i \left(k_1 e^\xi - \frac{\pi}{4} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.81)$$

となるので、 $e^{i\sigma t}$ との関係から、式 (2.81) の第 1 式は開口部に近づく波を示し、第 2 式は開口部から遠ざかる波を示す。このことは式 (2.53) の関数についても同じである。そのため、 $\phi_s(\xi, \theta)$ は第 2 種の Hankel 関数に対応する関数で展開されることになり、次式で表わされる。

$$\phi_s(\xi, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[E_{2n} \text{Me}_{2n}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \right.$$

$$\begin{aligned} & + E_{2n+1} \text{Me}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \\ & + F_{2n+1} \text{Ne}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{se}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \\ & \left. + F_{2n+2} \text{Ne}_{2n+2}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{se}_{2n+2}(\theta; k_1^2) \right] \quad (2.82) \end{aligned}$$

ここに、 E_{2n} , E_{2n+1} , F_{2n+1} および F_{2n+2} は未知定数で、領域 I および領域 II の間の接続条件と防波堤での境界条件から求まる。

以上のことから、領域 I 内の表面波の式は、式 (2.77) ~ (2.79) によって、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \phi_1(\xi, \theta) = & \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{4}{p_{2n}} \text{Ce}_{2n}(\xi; k_1^2) \right. \\ & \times \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\alpha; k_1^2) \\ & + \frac{4i}{p_{2n+1}} \text{Ce}_{2n+1}(\xi; k_1^2) \\ & \times \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\alpha; k_1^2) \\ & + E_{2n} \text{Me}_{2n}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \\ & + E_{2n+1} \text{Me}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \\ & + F_{2n+1} \text{Ne}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{se}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \\ & \left. + F_{2n+2} \text{Ne}_{2n+2}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{se}_{2n+2}(\theta; k_1^2) \right] \quad (2.83) \end{aligned}$$

速度ポテンシャル Φ_I は式 (2.74) で表わされる防波堤での境界条件を満足しなければならないため、

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{\infty} \{ & F_{2n+1} \text{Ne}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{se}_{2n+1}'(0; k_1^2) \\ & + F_{2n+2} \text{Ne}_{2n+2}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{se}_{2n+2}'(0; k_1^2) \} = 0 \end{aligned} \quad (2.84)$$

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{\infty} \{ & F_{2n+1} \text{Ne}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{se}_{2n+1}'(\pi; k_1^2) \\ & + F_{2n+2} \text{Ne}_{2n+2}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{se}_{2n+2}'(\pi; k_1^2) \} = 0 \end{aligned} \quad (2.85)$$

となる。しかし、 $\text{se}_{2n+1}'(\pi; k_1^2) = -\text{se}_{2n+1}'(0; k_1^2)$, $\text{se}_{2n+2}'(\pi; k_1^2) = \text{se}_{2n+2}'(0; k_1^2)$ であるから

$$F_{2n+1} = F_{2n+2} = 0 \quad (2.86)$$

となる。したがって、式 (2.83) は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \phi_1(\xi, \theta) = & \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{4}{p_{2n}} \text{Ce}_{2n}(\xi; k_1^2) \right. \\ & \times \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\alpha; k_1^2) \\ & + \frac{4i}{p_{2n+1}} \text{Ce}_{2n+1}(\xi; k_1^2) \\ & \times \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\alpha; k_1^2) \\ & + E_{2n} \text{Me}_{2n}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \\ & + E_{2n+1} \text{Me}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \Big] \quad (2.87) \end{aligned}$$

次に、領域Ⅱの波は領域Ⅰ内の散乱波と同じ条件を持つため、領域Ⅰの散乱波と同じような形に表わされる。そこで、領域Ⅱの波の速度ポテンシャル ϕ_{II} を

$$\phi_{II} = \frac{igH_i}{2\sigma} \phi_{II}(\xi, \theta) \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} e^{i\sigma t} \quad (2.88)$$

のように置くと、 $\phi_{II}(\xi, \theta)$ は式 (2.74) の境界条件によって、次式のように表わされる。

$$\begin{aligned} \phi_{II}(\xi, \theta) = & \sum_{n=0}^{\infty} [C_{2n} \text{Me}_{2n}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \\ & + C_{2n+1} \text{Me}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2)] \end{aligned} \quad (2.89)$$

ここに、 C_{2n} および C_{2n+1} は未知定数である。領域ⅠとⅡの接続部、つまり $\xi=0$ となる防波堤開口部では、圧力および水粒子速度が連続していなければならない。これらの条件は、それぞれ次式のように表わすことができる。

$$\phi_I|_{\xi=0} = \phi_{II}|_{\xi=0} \quad (2.90)$$

$$\left. \frac{\partial \phi_I}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = - \left. \frac{\partial \phi_{II}}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} \quad (2.91)$$

式 (2.90) および (2.91) に式 (2.75) および (2.88) をそれぞれ代入すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{4}{p_{2n}} C_{2n} \text{ce}_{2n}(0; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\alpha; k_1^2) \right. \\ \left. + \frac{4i}{p_{2n+1}} C_{2n+1} \text{ce}_{2n+1}(0; k_1^2) \right. \\ \left. \times \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\alpha; k_1^2) \right. \\ \left. + E_{2n} \text{Me}_{2n}^{(2)}(0; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \right. \\ \left. + E_{2n+1} \text{Me}_{2n+1}^{(2)}(0; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \right] \\ = \sum_{n=0}^{\infty} [C_{2n} \text{Me}_{2n}^{(2)}(0; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \\ + C_{2n+1} \text{Me}_{2n+1}^{(2)}(0; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2)] \end{aligned} \quad (2.92)$$

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{\infty} [E_{2n} \text{Me}_{2n}^{(2)'}(0; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \\ + E_{2n+1} \text{Me}_{2n+1}^{(2)'}(0; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2)] \\ = - \sum_{n=0}^{\infty} [C_{2n} \text{Me}_{2n}^{(2)'}(0; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \\ + C_{2n+1} \text{Me}_{2n+1}^{(2)'}(0; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2)] \end{aligned} \quad (2.93)$$

これらの両式の両辺に $\text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2)$ を乗じて、 θ に関して $0 \sim 2\pi$ の区間で両辺を積分すると、Mathieu 関数の直交性によって、次式のような連立方程式が求まる。

$$\left. \begin{aligned} & \frac{4}{p_{2n}} C_{2n} \text{ce}_{2n}(0; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\alpha; k_1^2) \\ & + E_{2n} \text{Me}_{2n}^{(2)}(0; k_1^2) \\ & = C_{2n} \text{Me}_{2n}^{(2)}(0; k_1^2) \\ & E_{2n} = -C_{2n} \end{aligned} \right\} \quad (2.94)$$

この連立方程式を解いて、 C_{2n} と E_{2n} が2次式のように求まる。

$$\begin{aligned} C_{2n} &= -E_{2n} \\ &= -\frac{2}{p_{2n}} C_{2n} \text{ce}_{2n}(0; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\alpha; k_1^2) / \text{Me}_{2n}^{(2)}(0; k_1^2) \end{aligned} \quad (2.95)$$

また、同様に両辺に $\text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2)$ を乗じて、 θ に関して $0 \sim 2\pi$ の区間で積分して、連立方程式を解くと、 C_{2n+1} と E_{2n+1} が次式のように求まる。

$$\begin{aligned} C_{2n+1} &= -E_{2n+1} \\ &= \frac{2}{p_{2n+1}} C_{2n+1} \text{ce}_{2n+1}(0; k_1^2) \\ & \quad \times \text{ce}_{2n+1}(\alpha; k_1^2) / \text{Me}_{2n+1}^{(2)}(0; k_1^2) \end{aligned} \quad (2.96)$$

以上のように未知定数が求まったので、各領域の表面波の式 ϕ_I および ϕ_{II} は、次式のように与えられる。

$$\begin{aligned} \phi_I(\xi, \theta) = & \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{2}{p_{2n}} \left\{ 2C_{2n} \text{ce}_{2n}(\xi; k_1^2) \right. \right. \\ & \left. - \frac{C_{2n}(0; k_1^2)}{\text{Me}_{2n}^{(2)}(0; k_1^2)} \text{Me}_{2n}^{(2)}(\xi; k_1^2) \right\} \\ & \times \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\alpha; k_1^2) \\ & + \frac{2i}{p_{2n+1}} \left\{ 2C_{2n+1} \text{ce}_{2n+1}(\xi; k_1^2) \right. \\ & \left. - \frac{C_{2n+1}(0; k_1^2)}{\text{Me}_{2n+1}^{(2)}(0; k_1^2)} \text{Me}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \right\} \\ & \left. \times \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\alpha; k_1^2) \right] \end{aligned} \quad (2.97)$$

$$\begin{aligned} \phi_{II}(\xi, \theta) = & \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{2}{p_{2n}} \frac{C_{2n}(0; k_1^2)}{\text{Me}_{2n}^{(2)}(0; k_1^2)} \text{Me}_{2n}^{(2)}(\xi; k_1^2) \right. \\ & \times \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\alpha; k_1^2) \\ & + \frac{2i}{p_{2n+1}} \frac{C_{2n+1}(0; k_1^2)}{\text{Me}_{2n+1}^{(2)}(0; k_1^2)} \text{Me}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \\ & \left. \times \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\alpha; k_1^2) \right] \end{aligned} \quad (2.98)$$

防波堤開口部の周りの波高分布を入射波高 H_i に対する比の形で表現することを考える。各領域の速度ポテンシャルがすでに求まっているので、式 (2.7) で表面波形を求めると、波高はこの波形の振幅の2倍の大きさになる。したがって、この波高を入射波高 H_i で割って波高比 K_a を求めることができ、波高比 K_a は次式で簡単に表わされる。

$$K_a = |\phi(\xi, \theta)| \quad (2.99)$$

この $\phi(\xi, \theta)$ に式 (2.97) あるいは式 (2.98) を代入することによって各領域の波高比が求まる。

波高比 K_a は回折係数とも呼ばれている。また、 K_a の分布を平面的な等波高比線で示した図は、回折図と呼ばれる。

式 (2.97) と (2.98) を比較してわかるように、開口部による散乱波の式は x 軸、つまり防波堤法線軸に対して逆対称であるが、波高に直すと対称となる。

防波堤開口部上、つまり $\xi=0$ では、

$$\begin{aligned} \phi_1(0, \theta) &= \phi_{11}(0, \theta) \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{2}{p_{2n}} \text{Ce}_{2n}(0; k_1^2) \right. \\ &\quad \times \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\alpha; k_1^2) \\ &\quad + \frac{2i}{p_{2n+1}} \text{Ce}_{2n+1}(0; k_1^2) \\ &\quad \times \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\alpha; k_1^2) \left. \right] \\ &= \exp[ikx \cos \alpha] \end{aligned} \quad (2.100)$$

となって、波高比 K_a は次式で与えられる。

$$K_a = 1 \quad (2.101)$$

このことは、防波堤開口部上では入射波の波向に関係なく、常に入射波の波高に等しい波高になることを示している。

(5) 防波堤開口部付近の波高比の計算

防波堤開口部付近の波高比は、式 (2.97) あるいは式 (2.98) を式 (2.99) に代入して、数値計算を行えば求まるが、これらの式中的変形 Mathieu 関数 $\text{Ce}_{2n}(\xi; k_1^2)$ や $\text{Ce}_{2n+1}(\xi; k_1^2)$ 、 $\text{Me}_{2n}^{(2)}(\xi; k_1^2)$ 、 $\text{Me}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2)$ を式 2.46)~(2.48) や式 (2.52)、(2.53) のような形で表わ

して計算したのでは非常に収束が悪い。そのため、変形 Mathieu 関数として、次式で示されるような Bessel 関数の積の級数で表わされる収束のよいもの²¹⁾を用いることにする。

$$\begin{aligned} \text{Ce}_{2n}(\xi; k_1^2) &= (p_{2n}/A_0^{(2n)}) \\ &\quad \times \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r A_{2r}^{(2n)} J_r(v_1) J_r(v_2) \\ \text{Ce}_{2n+1}(\xi; k_1^2) &= (p_{2n+1}/A_1^{(2n+1)}) \\ &\quad \times \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r A_{2r+1}^{(2n+1)} \{J_r(v_1) J_{r+1}(v_2) \\ &\quad + J_{r+1}(v_1) J_r(v_2)\} \\ \text{Me}_{2n}^{(2)}(\xi; k_1^2) &= (p_{2n}/A_0^{(2n)}) \\ &\quad \times \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r A_{2r}^{(2n)} J_r(v_1) H_r^{(2)}(v_2) \\ \text{Me}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) &= (p_{2n+1}/A_1^{(2n+1)}) \\ &\quad \times \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r A_{2r+1}^{(2n+1)} \{J_r(v_1) H_{r+1}^{(2)}(v_2) \\ &\quad + J_{r+1}(v_1) H_r^{(2)}(v_2)\} \end{aligned} \quad (2.102)$$

ここに、 $v_1 = k_1 e^{-\xi}$ および $v_2 = k_1 e^{\xi}$ である。

数値計算を行うに当たって、計算結果が十分な精度を有するように、式 (2.25) および (2.102) 中の r に関する項数の上限値 N_r および式 (2.97) や (2.98) 中の n に関する項数の上限値 N_n を決定しておかなければならない。

式 (2.25) の Mathieu 関数および式 (2.102) の変形 Mathieu 関数は、係数 $A_{2r}^{(2n)}$ および $A_{2r+1}^{(2n+1)}$ の値に直接影響を受けるので、これらの係数が十分小さくなる項までとる必要がある。表-2.1 は $A_{2r}^{(2n)}$ と $A_{2r+1}^{(2n+1)}$ の値を $B/L=2, 4$ および 8 について示したものである。こ

表-2.1 Mathieu 関数の係数の変化

r	$B/L=2$				$B/L=4$				$B/L=8$			
	$A_{2r}^{(2n)}$		$A_{2r+1}^{(2n+1)}$		$A_{2r}^{(2n)}$		$A_{2r+1}^{(2n+1)}$		$A_{2r}^{(2n)}$		$A_{2r+1}^{(2n+1)}$	
	$n=0$	$n=2$	$n=0$	$n=2$	$n=0$	$n=2$	$n=0$	$n=2$	$n=2$	$n=4$	$n=2$	$n=4$
0	0.4887	0.3012	0.5728	0.3161	0.4043	0.2894	0.3268	0.5183	0.2194	0.2041	0.2735	0.3362
2	-0.2419	0.4992	0.2970	0.6958	0.4128	-0.5006	0.5709	-0.5078	-0.3466	-0.3691	-0.1215	-0.4023
4	-0.0063	0.0917	0.0070	0.0663	0.0593	0.5851	0.1007	0.5507	0.0053	0.3200	-0.1658	0.3573
6	0.0000	0.0009	0.0000	0.0005	0.0028	0.1283	0.0049	0.1088	0.5031	-0.3629	0.4904	-0.3693
8	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0001	0.0053	0.0001	0.0039	0.2066	0.4164	0.2334	0.4020
10	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0001	0.0000	0.0000	0.0307	0.2556	0.0357	0.2463
12	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0022	0.0385	0.0025	0.0356
14	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0001	0.0025	0.0001	0.0022
16	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0001	0.0000	0.0001

表-2.2 項数 n による収束性 ($B/L=2$)

n	$x/L=0, y/L=0.1$		$x/L=0, y/L=-0.2$		$x/L=0, y/L=-0.4$	
	real part	imag. part	real part	imag. part	real part	imag. part
0	-1.2000	0.7747	0.5808	-1.2908	-0.9183	-1.0158
1	-0.4976	0.5366	0.0187	-0.8459	-1.0191	-0.3659
2	-0.8378	0.5762	0.3088	-0.9250	-0.8328	-0.5180
3	-0.7902	0.5758	0.2758	-0.9241	-0.8507	-0.5157
4	-0.7919	0.5758	0.2767	-0.9241	-0.8504	-0.5157
5	-0.7919	0.5758	0.2767	-0.9241	-0.8504	-0.5157

の表からわかるように、これらの係数の値は n の値によって変わるけれども、 r がある値以上になると急激に小さくなる。このことを考慮して、 r の項数 N_r を種々変えて計算した結果、 n の項数 N_n を用いて、

$$N_r = N_n + 8 \quad (2.103)$$

とすれば、十分であることがわかった。

つぎに、 N_n の値については、 N_n を変えて波高比を計算した結果、

$$N_n = [11(B/L)/9] + 2 \quad (2.104)$$

とすれば、実用上十分な精度であることがわかった。ここに、 $[]$ はガウスの関数で、 $[]$ 内の値を超えない最大の整数である。実際の計算では、 $N_n \geq 3$ として、最少の項数を設定している。表-2.2 は、 $B/L=2$ における波高比の収束状態を示したものである。 $B/L=2$ では式(2.104) から $N_n=4$ となる。表-2.2 を参照してわかるように、 $N_n=4$ で十分な精度になっている。著者²²⁾は、すでに Mathieu 関数の項数について検討を行っており、そこでは式(2.104)で求まる項数より1項少なく推定している。

式(2.103)と(2.104)で求めた項数を用いて、防波堤開口部付近の波高分布を計算した例を図-2.5に示す。これは、 $B/L=2$ の開口部に、防波堤法線に対して $\alpha=30^\circ$ の角度で波が入射してくる場合の計算である。その計算は $\Delta x/L = \Delta y/L = 0.1$ 間隔に行っている。開口部のない直線防波堤の前面の領域では、等波高比線が防波堤に平行に現われることになるけれども、開口部が存在すると、図-2.5でわかるように、等波高比線は防波堤に平行でなくなる。たとえば、図-2.5において $K_a=1$ の線をみてみると、開口部付近では反射波の方向から開口部に進入してくるような形にこの等波高比線は曲る。この等波高比線の曲りは開口部から離れるに従って緩やかになり、 $y/L > 1.5$ ではこの等波高比線は防波堤にほぼ平行になって、開口部の影響がほとんど現わ

れなくなる。また、開口部の存在によって防波堤前面沿いの波高は一定ではなくなり、 $K_a=2$ の重複波の波高より大きい部分やそれより小さい部分が現われる。このような防波堤前面沿いの波高分布は、背後の波の位相とも関連して、防波堤に働く波力の場所的変化を引き起す。この波力の場所的変化が防波堤の蛇行災害を起す原因であると伊藤ら²³⁾は述べている。

一方、港内側における等波高比線は、入射波の方向より約 8° 右側にずれた方向に延びている。これは、入射波が $\alpha=30^\circ$ の方向から入射するため、右側領域は防波堤で強く遮蔽されるので、この領域の波高が小さくなり、波のエネルギーが右側へ流れ易くなることによると推察される。この回折波の軸の方向ずれについては著者ら²⁴⁾によって後述の近似解を用いて検討されている。 $K_a=0.8$ の線は $x/L \approx -1.5$, $y/L \approx -1$ まで入り込み、 $K_a=0.6$ の線は $x/L \approx -2.5$, $y/L \approx -2$ まで入っている。 K_a の値が小さくなればなるほど、等波高比線は港内の奥深くへ入るようになる。しかし、 K_a の減衰率は開口部からの距離が大きくなるほど小さくなる。この計算条件では $K_a > 1$ になる領域は開口部のすぐ近傍に現われるだけである。

2.3 任意防波堤配置に対する波の回折の近似解

(1) 半無限防波堤による波の回折

図-2.6で示されるような、半無限防波堤に α の角度をなして波が入射してくる場合の防波堤付近の速度ポテンシャルを式(2.75)と同じ形で表わすと、

$$\phi = \frac{igH_i}{2\sigma} \phi(r, \theta) \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} e^{i\omega t} \quad (2.105)$$

となり、半無限防波堤面での境界条件を満足する表面波の式 $\phi(r, \theta)$ は、次式のようになる。

$$\begin{aligned} \phi(r, \theta) = & \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr \cos(\theta - \alpha) + \frac{\pi}{4} \right\} \right] \\ & \times \left[\left\{ C(\gamma_1) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_1) + \frac{1}{2} \right\} \right] \end{aligned}$$

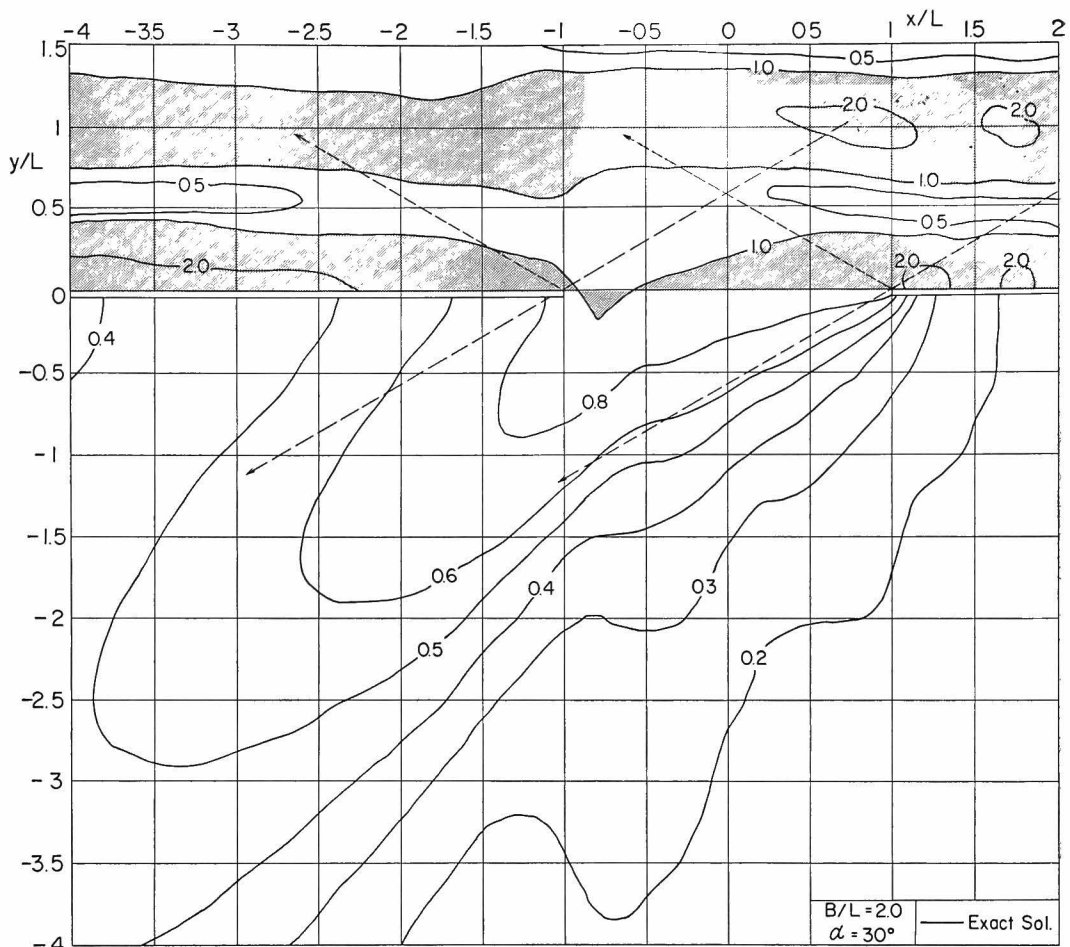


図-2.5 開口防波堤付近の波高の平面分布

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr \cos(\theta + \alpha) + \frac{\pi}{4} \right\} \right] \\
 & \times \left[\left\{ C(r_2) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(r_2) + \frac{1}{2} \right\} \right]
 \end{aligned}
 \quad (2.106)$$

ここに、 (r, θ) は 図-2.6 に示されるような防波堤先端を原点とする極座標で、 $C(r)$ および $S(r)$ は次式のような Fresnel 積分を表わす。

$$\begin{aligned}
 C(r) &= \int_0^r \cos \frac{\pi}{2} \chi^2 d\chi \\
 S(r) &= \int_0^r \sin \frac{\pi}{2} \chi^2 d\chi
 \end{aligned}
 \quad (2.107)$$

また、 r_1 と r_2 は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 r_1 &= \sqrt{4kr/\pi} \cos(\theta - \alpha)/2 \\
 r_2 &= \sqrt{4kr/\pi} \cos(\theta + \alpha)/2
 \end{aligned}
 \quad (2.108)$$

式 (2.106) が Sommerfeld によって求められた解析

解で、半無限防波堤が波を完全に反射するときの解となる。しかし、この解を応用して開口防波堤による回折波の近似解を求めようとする場合、式 (2.106) の物理的意味を明らかにしておくことが重要である。そこで、以下においては式 (2.106) の各項の物理的意味を調べる。

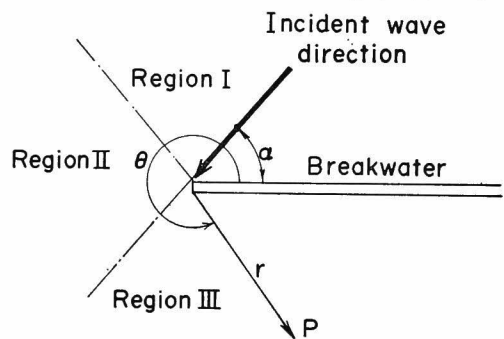


図-2.6 半無限防波堤による波の回折における座標

まず, $0 \leq \theta < \pi - \alpha$ となる 図-2.6 の領域 I を考えると, 式 (2.108) によって $r_1 > 0$ かつ $r_2 > 0$ となる。その結果, $C(r_1) > 0$, $S(r_1) > 0$, $C(r_2) > 0$ および $S(r_2) > 0$ となるので, 式 (2.106) を次式のように書き直して考えることができる。

$$\begin{aligned} \phi(r, \theta) = & \exp[ikr \cos(\theta - \alpha)] \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \left[i \left\{ kr \cos(\theta - \alpha) + \frac{\pi}{4} \right\} \right] \\ & \times \left[\left\{ C(r_1) - \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(r_1) - \frac{1}{2} \right\} \right] \\ & + \exp[ikr \cos(\theta + \alpha)] \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr \cos(\theta + \alpha) + \frac{\pi}{4} \right\} \right] \\ & \times \left[\left\{ C(r_2) - \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(r_2) - \frac{1}{2} \right\} \right] \end{aligned} \quad (2.109)$$

式 (2.109) で右辺第 1 項は入射波を示し, 第 3 項は反射波を示している。また, 第 2 および第 4 項の絶対値は, $C(r_1) > 0$, $S(r_1) > 0$ および $C(r_2) > 0$, $S(r_2) > 0$ の条件によって $1/2$ より一般に小さく, $r \rightarrow \infty$ になると, Fresnel 積分は $1/2$ に収束するため, 第 2 および第 4 項は消える。これによって, 式 (2.109) は $r \rightarrow \infty$ では入射波と反射波だけになることがわかる。このことは, 式 (2.109) の第 2 項および第 4 項が radiation 条件を満足する散乱波を表わしていることを示す。また, 式 (2.106) の右辺第 1 項から式 (2.109) の右辺第 1 および第 2 項が導かれ, 式 (2.106) の第 2 項から式 (2.109) の右辺第 3 および第 4 項が導かれることから, 式 (2.109) の右辺第 2 項は入射波に伴う散乱波, 同じ式の右辺第 4 項は反射波に伴う散乱波を表わしていることがわかる。

つぎに, $\pi - \alpha \leq \theta \leq \pi + \alpha$ となる 図-2.6 の領域 II を考えると, 式 (2.108) によって, $r_1 > 0$ および $r_2 < 0$ となり, 式 (2.107) から $C(r_1) > 0$, $S(r_1) > 0$ および $C(r_2) < 0$, $S(r_2) < 0$ が導かれる。そこで, 式 (2.106) を次式のように書き直して考える。

$$\begin{aligned} \phi(r, \theta) = & \exp[ikr \cos(\theta - \alpha)] \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr \cos(\theta - \alpha) + \frac{\pi}{4} \right\} \right] \\ & \times \left[\left\{ C(r_1) - \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(r_1) - \frac{1}{2} \right\} \right] \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr \cos(\theta + \alpha) + \frac{\pi}{4} \right\} \right] \\ & \times \left[\left\{ C(r_2) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(r_2) + \frac{1}{2} \right\} \right] \end{aligned} \quad (2.110)$$

式 (2.110) の右辺第 1 項と第 2 項は式 (2.109) に関する考察と同様にして, それぞれ入射波と入射波に伴う散乱波であることがわかる。そこで, 右辺第 3 項について考察してみる。

領域 II では $C(r_2) < 0$ および $S(r_2) < 0$ であるから, 式 (2.110) の右辺第 3 項の絶対値は $1/2$ より小さく, $r \rightarrow \infty$ になったときにこの項は消滅する。式 (2.110) の右辺第 3 項のこの特性は式 (2.109) の右辺第 4 項と全く同じ特性を示す。このことから, 式 (2.110) の右辺第 3 項はこの形のままで反射波に伴う散乱波を示していることがわかる。

最後に, $\pi + \alpha < \theta \leq 2\pi$ となる 図-2.6 の領域 III を考えると, 式 (2.108) によって $r_1 < 0$ および $r_2 < 0$ となり, 式 (2.107) から $C(r_1) < 0$, $S(r_1) < 0$, $C(r_2) < 0$ および $S(r_2) < 0$ となる。この領域では, 式 (2.110) の右辺第 3 項に対する考察と同様の考察過程によって, 式 (2.106) の右辺第 1 および第 2 項がそのまゝの形でそれぞれ入射波および反射波に伴う散乱波を示していることがわかる。

以上のように, 式 (2.106) の物理的意味に対する考察から, 次のような条件を設定することによって式 (2.106) が半無限消波堤による波の回折の問題に適用できることがわかる。

- 1) 消波堤による波のエネルギーの逸散機構については考えないことにして, 反射波の波高は消波堤の反射率 K_r に対応する波高になる。
- 2) 消波堤による反射波の位相は, 完全反射堤の場合と変わらない。
- 3) 消波堤で波のエネルギーが逸散されるときに生じる短周期波は反射率に大きく影響しないとして, 無視する。

これらの仮定は完全反射堤による回折波の解, 式 (2.106) の右辺第 2 項に消波堤の反射率 K_r を乗ずれば, 消波堤による回折波の解になることを示している。その結果, 半無限消波堤による回折波の表示は, 次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \phi(r, \theta) = & \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr \cos(\theta - \alpha) + \frac{\pi}{4} \right\} \right] \\ & \times \left[\left\{ C(r_1) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(r_1) + \frac{1}{2} \right\} \right] \\ & + \frac{K_r}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr \cos(\theta + \alpha) + \frac{\pi}{4} \right\} \right] \\ & \times \left[\left\{ C(r_2) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(r_2) + \frac{1}{2} \right\} \right] \end{aligned} \quad (2.111)$$

式 (2.111) で $K_r=1$ の完全反射堤を考えると、式 (2.111) は式 (2.106) の完全反射堤の式に一致する。式 (2.111) で $K_r=0$ の完全消波堤を考えると、式 (2.111) の右辺第 2 項は消え、第 1 項のみが残り、式 (2.111) は入射波と入射波に伴う散乱波だけを表わすことになる。

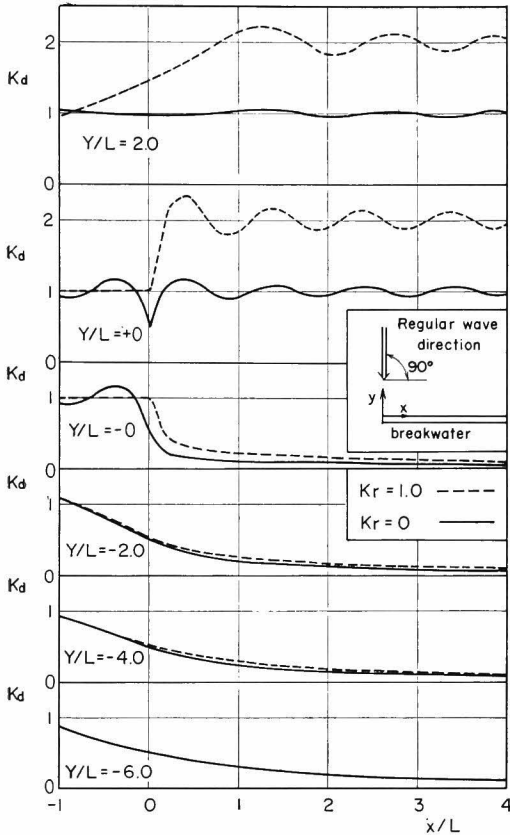


図-2.7 半無限防波堤による波の回折

図-2.7 は、半無限防波堤に直角に入射する規則波による防波堤近傍の波高比 K_a の値を式 (2.111) で計算したものである。この図において、破線および実線はそれぞれ完全反射堤 ($K_r=1$) と完全消波堤 ($K_r=0$) による波高比を示している。

防波堤の前面 $y/L=2$ の線上では、 $K_r=1$ の完全反射堤の場合、 $x/L>0$ の反射領域であっても防波堤が存在しない部分の影響で波のエネルギーが左方に流れるため、波高比は小さくなっているが、 x/L が大きくなるにしたがって波高比は増加し、 $x/L>1$ では波高比は $K_a=2$ のまわりを小さく変動するようになる。この変動は、また散乱波の影響が少し残っているためである。一

方、 $K_r=0$ の完全消波堤の場合、波高比は $K_a=1$ のまわりを非常に小さく変動するだけで、ほぼ入射波だけになっていることがわかる。この小さな波高比変動は入射波に伴う散乱波の影響であるが、 $y/L=2$ では散乱波の影響が非常に小さいことがわかる。

防波堤前面沿い ($y/L=+0$) では、完全反射堤 ($K_r=1$) の場合、 $x/L<0$ で波高比は $K_a=1$ で、 $x/L=0$ から波高比は急激に大きくなり、 $x/L>0.2$ では波高比は $K_a=2$ のまわりを変動するようになる。この変動は散乱波の影響によるもので、 $y/L=2$ のときより散乱波の影響は強く、変動振幅が大きくなる。一方、完全消波堤 ($K_r=0$) では、 $x/L=0$ で波高比が $K_a=0.5$ と極端に小さくなる部分を除けば、波高比は $K_a=1$ のまわりを完全反射堤の場合より小さな振幅で変動している。この変動は入射波に伴う散乱波によるものであって、完全反射堤の場合には入射波および反射波の散乱波によって波高比の変動が起るため、完全消波堤の場合より変動振幅が大きくなる。

以上のように、完全消波堤の場合、防波堤前面で波高比が $K_a=1$ のまわりを小さく変動しており、ほぼ入射波だけになっていることから判断して、式 (2.111) で消波堤による回折波を表わしても問題はないと推定される。

防波堤背面沿い ($y/L=-0$) の波高比は、完全反射堤 ($K_r=1$) の場合の方が完全消波堤の場合より大きく、両者の差は防波堤先端において最大で、 $K_a=0.5$ の差がある。しかし、この差は x/L が大きくなる、つまり防波堤の遮蔽域深く入り込むにつれて小さくなる。防波堤背後の $y/L=-2$ の線上では、完全反射堤の波高比が $y/L=-0$ の場合と同様に完全消波堤のものより大きい、この差は $y/L=-0$ の場合より小さく、0.1 以下である。さらに、 $y/L=-4$ になると、波高比の差はさらに小さくなり、この程度の差では実用上両者の間に差がないと考えてもよいように思われる。このように、消波堤であることによる波高比への影響は防波堤すぐ背後で大きく、 $y/L=-2$ にもなれば実用上無視することができる。防波堤背後の遮蔽域での波高比は x/L が大きくなるほど、また y/L が小さくなるほど小さくなる傾向にある。

(2) 港口部における回折波の近似解

既存の港の防波堤の配置を調べてみると、2.2 で解析したような 2 本の防波堤が一直線上にある両翼防波堤の場合や 2.3 (1) で解析したような半無限防波堤 1 本で波の進入を防いでいる場合は非常にまれなケースで、通常は、主防波堤と副防波堤の 2 本の防波堤が配置されて

いる。主防波堤は、年間を通じて最も高い発生頻度を示す波向の波かあるいは来襲波の中の高波浪を効果的に遮蔽すると考えられる方向に建設される。また、副防波堤は、一般に波向が季節的に変化するため、主防波堤1本では港内静穏度の確保が十分でない場合に補助的に建設される。このように、主防波堤は港内静穏度をこの防波堤1本で大きく改善すること、あるいは高波来襲時に港内船舶を被災から守ることを目的としており、一方、副防波堤は港内船舶の被災を防ぐというより港内静穏度の向上を図ることを主目的としている。そのため、主防波堤は延長も長く、副防波堤をその遮蔽域内に抱え込むように配置される。しかし、港によっては波の来襲方向が広く分布するために、主および副防波堤の機能がこのように明確に区別できない場合もある。

図-2.8 は新潟東港の計画平面図と来襲波の方向別発生頻度を示したものである。新潟東港では、来襲波の61%はNW方向から入射しており、その他ではNNWの波向で6.7%の波が来襲するけれども、N方向で6.7%の波が来襲するけれども、N方向で

1.4%、WNWで0.9%と来襲波の発生頻度は非常に小さい。また、残りの30%は来襲波が非常に小さい静穏日の発生頻度を示す。新潟東港ではこのような波の方向別発生頻度分布を示しているため、主防波堤となる西防波堤はNW~NNWの波を遮えざるようにほぼNNE方向に長く延びている。そして、副防波堤となる東防波堤が西防波堤の遮蔽域内に計画されている。

図-2.8で示したように、防波堤の配置は単純でないうえに、入射する波の波向は常に一定ではない。そのため、港口部における波の回折計算を行う場合には、2本の防波堤のあらゆる配置に適用できるように計算法が工夫されていなければならない。

防波堤の配置と波向から考えて、次に示す5つのタイプについて回折波の計算法を確立しておけば、この計算法はあらゆる防波堤配置および波向に対して適用可能になる。

1) 防波堤による反射波が港外方向に反射されて、港内に入らない場合 (図-2.9 (a))。

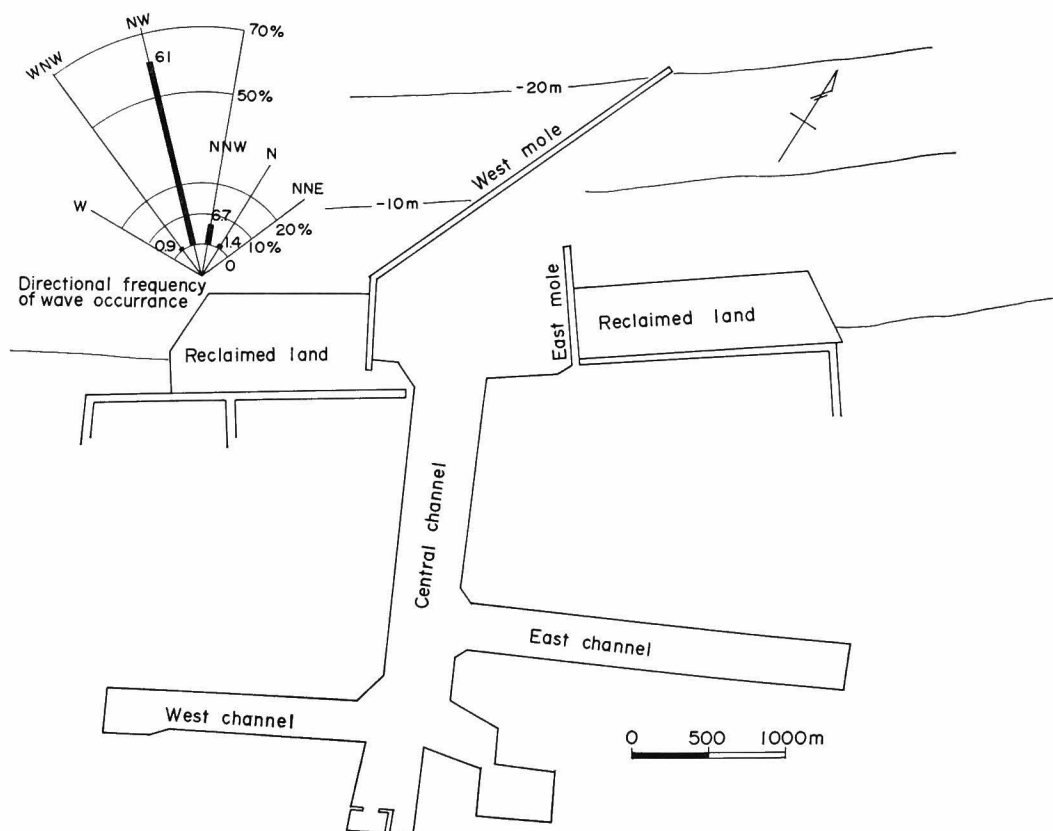
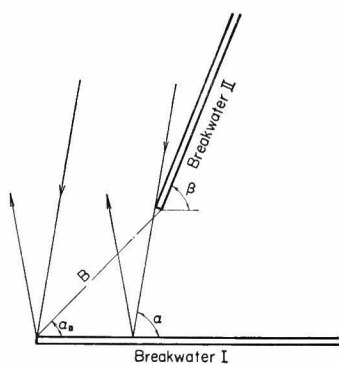
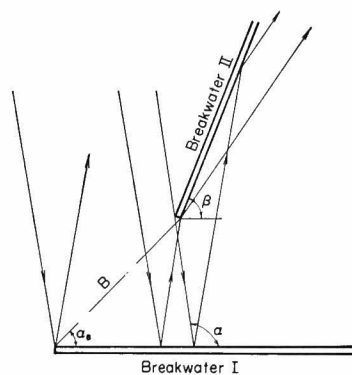


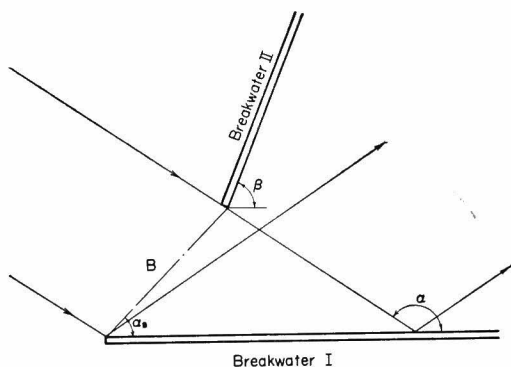
図-2.8 新潟東港の計画平面と波の方向別発生頻度



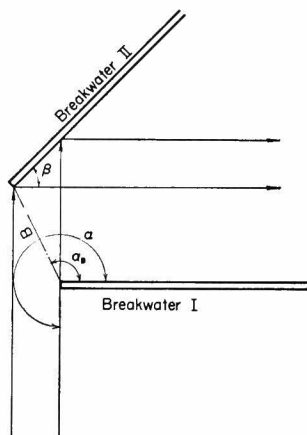
(a) 入射波が港外へ反射される場合



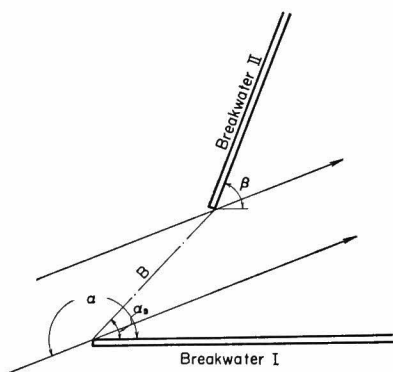
(b) 防波堤Ⅰによる反射波が防波堤Ⅱで再度反射される場合



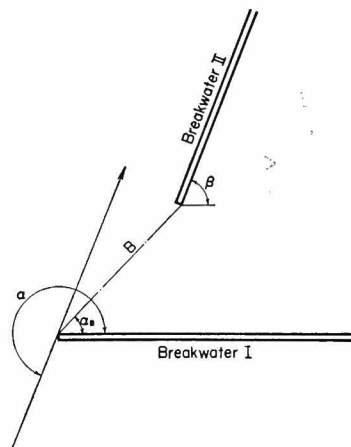
(c) 防波堤Ⅰによる反射波が直接港内に入る場合



(d) 入射波が防波堤Ⅱによって反射される場合



(d') 入射波が直接港内に入る場合



(e) 防波堤Ⅰによる回折波が再度防波堤Ⅱによって回折される場合（二次回折）

図-2.9 防波堤の配置と波の進入角度による分類

- 2) 防波堤によって反射された波がもう一方の防波堤によって再度反射されて港内に進入する場合 (図-2.9 (b))。
- 3) 防波堤によって反射された波がもう一方の防波堤によって回折されることなく、港内に直接進入する場合 (図-2.9 (c))。

- 4) 港口を通った波が一方の防波堤の背後で反射される場合 (図-2.9 (d)) と、反射されることなく、港内に進入する通常回折波の場合 (図-2.9 (d'))。

- 5) 防波堤によって回折された波が再びもう一方の防波堤によって回折 (二次回折) される場合 (図-2.9 (e))。

この5つの分類に対して、境界条件を満足する解析解を求めることは非常に困難であるが、数値解析法^{12)~15)}を用いれば、数値的に解くことは可能である。しかし、実際の海の波のような方向スペクトルを有する不規則波の回折に適用しようとするとき、これらの数値解析法では、計算時間や計算機の容量を多く必要とするため、実用という面では問題がある。そこで、精度的には少し落ちても実用上十分な精度を有する近似解を求めることが非常に重要となる。以下においては、実用的な近似解の誘導を試みる。

図-2.9 (a)~(e) に示したように、防波堤 I と II の先端を結んだ線と防波堤 I の法線とのなす角を α_B 、防波堤 II の法線が防波堤 I の法線となす角を β 、入射波の進入角度 (入射波の方向と防波堤 I の法線とのなす角度) を α とする。このように定義することによって、前述した5つの分類の条件は、以下のようになる。

- 1) 図-2.9 (a) の条件

$$0 \leq \alpha < \pi/2, \quad \alpha_B < \pi/2, \quad \beta < \pi/2$$

- 2) 図-2.9 (b) の条件

$$\pi/2 < \alpha < \pi - \alpha_B$$

- 3) 図-2.9 (c) の条件

$$\pi - \alpha_B < \alpha < \pi$$

- 4) ① 図-2.9 (d) の条件

$$\pi < \alpha < \pi + \alpha_B, \quad \beta > \pi - \alpha$$

- ② 図-2.9 (d') の条件

$$\pi < \alpha < \pi + \alpha_B, \quad \beta < \alpha - \pi$$

- 5) 図-2.9 (e) の条件

$$\pi + \alpha_B < \alpha < 2\pi$$

ただし、上記の条件においては、 $0 < \beta \leq \pi$ であり、 $\alpha_B > \pi$ となる場合については、防波堤 I を防波堤 II に置き換えることによって、これら5種類のどれかに対応づけることができるので、ここでは $\alpha_B \leq \pi$ としている。

近似解として、半無限防波堤による回折波の式を応用

することにする。しかし、上記分類でもわかるように、条件によっては防波堤による反射波も考えなければならぬため、半無限防波堤による回折波の式としては、式 (2.111) の消波堤に対する式を用いることにし、防波堤 I および II の反射率をそれぞれ K_{rI} と K_{rII} とする。防波堤 II が存在しないと考えると、図-2.10 で示される港

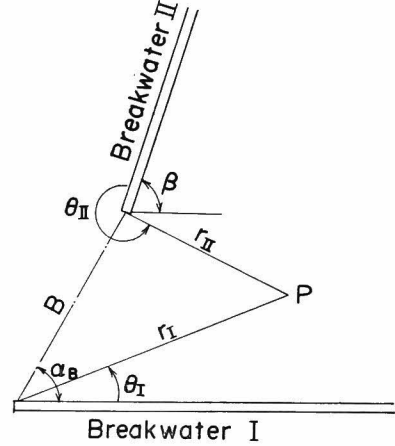


図-2.10 防波堤の配置と座標

内任意の点 p では防波堤 I による回折波は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \phi_I(r_I, \theta_I) = & \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ k r_I \cos(\theta_I - \alpha) + \frac{\pi}{4} \right\} \right] \left[\right. \\ & \times \left[\left\{ C(\gamma_{I1}) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{I1}) + \frac{1}{2} \right\} \right] \\ & + \frac{K_{rI}}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ k r_I \cos(\theta_I + \alpha) + \frac{\pi}{4} \right\} \right] \\ & \times \left[\left\{ C(\gamma_{I2}) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{I2}) + \frac{1}{2} \right\} \right] \left. \right] \end{aligned} \quad (2.112)$$

ここに、 (r_I, θ_I) は防波堤 I の先端を原点としたときの極座標であり、 γ_{I1} および γ_{I2} は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \gamma_{I1} = & \sqrt{4k r_I / \pi} \cos(\theta_I - \alpha) / 2 \\ \gamma_{I2} = & \sqrt{4k r_I / \pi} \cos(\theta_I + \alpha) / 2 \end{aligned} \quad (2.113)$$

また、防波堤 I が存在しないとすると、防波堤 II による点 p の回折波は、防波堤 II の先端における入射波の位相が防波堤 I の先端への入射波に対して $kB \cos(\alpha_B - \alpha)$ だけずれていることを考慮に入れると、次式のよう表わすことができる。

$$\begin{aligned} \phi_{II}(r_{II}, \theta_{II}) = & \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ k r_{II} \cos(\theta_{II} - \alpha + \beta) \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\pi}{4} + kB \cos(\alpha_B - \alpha) \right\} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[\left\{ C(\gamma_{III}) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{III}) + \frac{1}{2} \right\} \right] \\
& + \frac{K_{rII}}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ k r_{II} \cos(\theta_{II} + \alpha - \beta) \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{\pi}{4} + k B \cos(\alpha_B - \alpha) \right\} \right] \\
& \times \left[\left\{ C(\gamma_{II2}) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{II2}) + \frac{1}{2} \right\} \right]
\end{aligned} \quad (2.114)$$

ここに、 B は防波堤 I と II の先端間の距離、 r_{II} と θ_{II} は 図-2.10 で示すようにそれぞれ防波堤 II の先端から点 p までの距離と防波堤 II に対する点 p の角度を示し、 γ_{III} と γ_{II2} は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{III} &= \sqrt{\frac{4kr_{II}}{\pi}} \cos \frac{\theta_{II} - \alpha + \beta}{2} \\ \gamma_{II2} &= \sqrt{\frac{4kr_{II}}{\pi}} \cos \frac{\theta_{II} + \alpha - \beta}{2} \end{aligned} \right\} \quad (2.115)$$

防波堤 I による反射波が防波堤 II によって回折される場合、この反射波が防波堤 II に入射する角度は、防波堤 II に対して $(2\pi - \alpha - \beta)$ となる。また、この反射波は、防波堤 I への入射波に対して $kB \cos(\alpha_B + \alpha)$ の位相のずれを持つ。このような入射角度および位相のずれを考慮すると、防波堤 I の反射波による防波堤 II の回折波は、点 p では次式のように表わされる。

$$\begin{aligned}
& \phi_{III}(r_{II}, \theta_{II}) \\
&= \frac{K_{rI}}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ k r_{II} \cos(\theta_{II} + \alpha + \beta) + \frac{\pi}{4} \right. \right. \\
& \left. \left. + k B \cos(\alpha_B + \alpha) \right\} \right] \\
& \times \left[\left\{ C(\gamma_{III}) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{III}) + \frac{1}{2} \right\} \right] \\
& + \frac{K_{rI} K_{rII}}{\sqrt{3}} \exp \left[i \left\{ k r_{II} \cos(\theta_{II} - \alpha - \beta) + \frac{\pi}{4} \right. \right. \\
& \left. \left. + k B \cos(\alpha_B + \alpha) \right\} \right] \\
& \times \left[\left\{ C(\gamma_{II2}) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{II2}) + \frac{1}{2} \right\} \right]
\end{aligned} \quad (2.116)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{III} &= \sqrt{\frac{4kr_{II}}{\pi}} \cos \frac{\theta_{II} + \alpha + \beta - 2\pi}{2} \\ \gamma_{II2} &= \sqrt{\frac{4kr_{II}}{\pi}} \cos \frac{\theta_{II} - \alpha - \beta + 2\pi}{2} \end{aligned} \right\} \quad (2.117)$$

である。ただし、式 (2.116) では、防波堤 I によって入射波が反射されるときに発生する散乱波は反射波に比較して小さいので、この散乱波の防波堤 II による反射は考

慮していない。

つぎに、防波堤 I によって回折された波が再度防波堤 II によって回折される場合を考える。この場合、防波堤 I によって回折された波で、防波堤 II の先端に到達した波と同じ波高および位相のずれを持つ波が防波堤 I と II の先端を結ぶ線上の方向から防波堤 II に入射してくると仮定する。防波堤 I による回折波で防波堤 II の先端に到達する波は、式 (2.112) において $\gamma_I = B$ および $\theta_I = \alpha_B$ とおくことによって求まり、この式は次のように書き直すことができる。

$$\phi(B, \alpha_B) = A_a \exp(i\phi_a) \quad (2.118)$$

ここに、 A_a および ϕ_a は防波堤 II の先端での波の振幅と位相のずれを表わす。式 (2.118) を入射波とすると、防波堤 II による点 p の回折波は、次式で表わされる。

$$\begin{aligned}
& \phi_{III d}(r_{II}, \theta_{II}) \\
&= \frac{A_a}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ k r_{II} \cos(\theta_{II} - \pi + \beta - \alpha_B) \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{\pi}{4} + \phi_a \right\} \right] \\
& \times \left[\left\{ C(\gamma_{III d1}) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{III d2}) + \frac{1}{2} \right\} \right] \\
& + \frac{K_{rII} A_a}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ k r_{II} \cos(\theta_{II} + \pi - \beta + \alpha_B) \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{\pi}{4} + \phi_a \right\} \right] \\
& \times \left[\left\{ C(\gamma_{III d2}) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{III d2}) + \frac{1}{2} \right\} \right]
\end{aligned} \quad (2.119)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{III d1} &= \sqrt{\frac{4kr_{II}}{\pi}} \cos \frac{\theta_{II} - \pi + \beta - \alpha_B}{2} \\ \gamma_{III d2} &= \sqrt{\frac{4kr_{II}}{\pi}} \cos \frac{\theta_{II} + \pi - \beta + \alpha_B}{2} \end{aligned} \right\} \quad (2.120)$$

しかし、式 (2.119) は、式 (2.118) の波が一樣な方向から入射してくる場合であるから、点 p がこの入射波に対して防波堤 II の遮蔽域に入っていれば、点 p での波は、式 (2.119) で表わされるが、遮蔽域外では式 (2.119) から式 (2.118) で表わされる入射波を取り除かなければならない。入射波を取り除くためには、式 (2.119) の右辺第 1 項の [] 内の式を $\left[\left\{ C(\gamma_{III d1}) - \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{III d1}) - \frac{1}{2} \right\} \right]$ のように書き直せばよい。

以上のようにして、基本式が求められたので、これらの式を用いて前述の 5 つの分類に対する近似解を求める

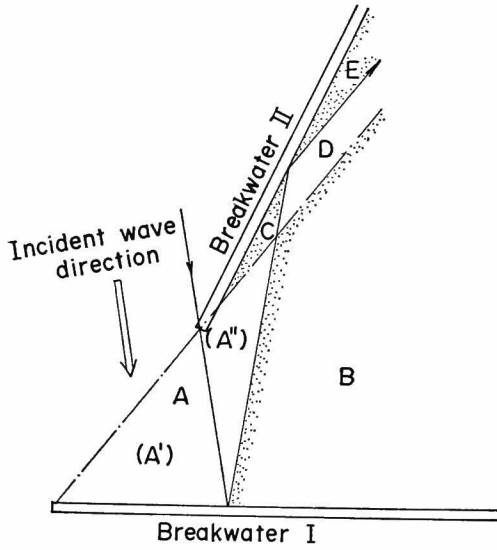


図-2.11 港内領域の分割

ことができる。しかし、これらの分類のすべてに対して近似解を求めると非常に煩雑になるので、ここでは、図-2.9 (b) の分類に対する解を示す。この場合、図-2.11 に示すように A～B の5つの領域に分けて考える。

1) 領域 A

この領域は図-2.11のようにさらに A' と A'' の2つに分けて考える。領域 A' は、防波堤 I に対する入射波と防波堤 I による反射波と散乱波で成り立っているの、式 (2.112) のそのままの形でよいが、防波堤 II による入射波の回折に関しては、すでに防波堤 I の場合に入射波を考えているので、式 (2.114) から入射波成分を取り除いておくことが必要である。つぎに、領域 A'' では、防波堤 I に対する入射波が存在しないので、式 (2.112) から入射波成分を差し引いておかなければならない。一方、防波堤 II による入射波の回折に関しては、式 (2.114) がそのまま成立する。また、領域 A では、防波堤 I による反射波が防波堤 II で回折されるから、式 (2.116) が成り立つが、式 (2.116) の入射波となる防波堤 I による反射波は、式 (2.112) 内で考慮されているので、式 (2.116) から差し引いておく必要がある。防波堤 I と II への入射波は同一の波であるから、防波堤 I および II のどちらの極座標で表わしても同じになる。以上のことから、A 領域内の波は、

$$\begin{aligned}\phi_A = & \phi_I(r_I, \theta_I) + \phi_{II}(r_{II}, \theta_2) + \phi_{I II}(r_{II}, \theta_{II}) \\ & - \exp[ikr_I \cos(\theta_I - \alpha)] \\ & - K_{rI} \exp[i\{kr_{II} \cos(\theta_{II} + \alpha + \beta)\}]\end{aligned}$$

$$+ kb \cos(\alpha_B + \alpha)] \quad (2.121)$$

で表わされる。この式の右辺第4項は入射波、第5項は防波堤 I の反射波を示している。

2) B 領域

B 領域では、防波堤 I への入射波と防波堤 I による反射波が存在しないので、式 (2.112) から入射波と反射波を差し引かなければならない。一方、防波堤 II による回折波は式 (2.114) で表わされる。また、防波堤 I による反射波が防波堤 II で回折される場合、この領域では防波堤による反射波が存在しないので、式 (2.116) の入射波が存在しないことになり、式 (2.116) から入射波を差し引かねばならない。その結果、領域 B の波は次式のようなになる。

$$\begin{aligned}\phi_B = & \phi_I(r_I, \theta_I) + \phi_{II}(r_{II}, \theta_{II}) + \phi_{I II}(r_{II}, \theta_{II}) \\ & - \exp[ikr_I \cos(\theta_I - \alpha)] \\ & - K_{rI} \exp[ikr_I \cos(\theta_I + \alpha)] \\ & - K_{rI} \exp[i\{kr_{II} \cos(\theta_{II} + \alpha + \beta)\} \\ & + kb \cos(\alpha_B + \alpha)] \quad (2.122)\end{aligned}$$

3) 領域 C

防波堤 I による散乱波は防波堤 I の先端から円筒状に進み、防波堤 I による散乱波の回折波は非常に小さく、無視できると仮定すれば、防波堤 I による波としては反射波だけになる。しかし、この反射波が防波堤 II によって回折されるとききの波の式 (2.116) 中にはこの反射波がすでに含まれているので、防波堤 I による回折波の式 (2.112) はこの領域では考慮する必要はない。ただ、防波堤 I の反射波が防波堤 II で回折される場合には、防波堤 II への入射波として防波堤 II の先端において推算した防波堤 I による反射波を考え、この波が一様に防波堤 II に入射するとしているため、厳密な意味では、防波堤 I の反射波を考慮していることにはならない。しかし、それに伴う差は小さいと考えられる。また、この領域には港外からの入射波による防波堤 II による回折波が存在するので、領域 C の波は次式で表わされることになる。

$$\phi_C = \phi_{II}(r_{II}, \theta_{II}) + \phi_{I II}(r_{II}, \theta_{II}) \quad (2.123)$$

4) 領域 D

この領域では、3) の領域 C と異なるのは、防波堤 I の反射波が存在しないことだけであるので、領域 D の波は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}\phi_D = & \phi_{II}(r_{II}, \theta_{II}) + \phi_{I II}(r_{II}, \theta_{II}) \\ & - K_{rI} \exp[ikr_{II} \cos(\theta_{II} + \alpha + \beta)] \\ & + kb \cos(\alpha_B + \alpha)] \quad (2.124)\end{aligned}$$

5) 領域 E

この領域が存在するのは、 $0 \leq \beta < \pi - \alpha$ の場合であっ

て、 $\beta \geq \pi - \alpha$ の場合にはこの領域は存在せず、領域 A ~ D だけとなる。

この領域では、港外からの入射波に対する防波堤Ⅱによる回折波と防波堤Ⅰによる反射波が防波堤Ⅱによって回折された場合の散乱波だけになるので、この領域内の波は次式で表わされる。

$$\begin{aligned}\phi_B = & \phi_{II}(r_{II}, \theta_{II}) + \phi_{I\ II}(r_{II}, \theta_{II}) \\ & - K_{Ir} \exp[i\{kr_{II} \cos(\theta_{II} + \alpha + \beta) \\ & + kB \cos(\alpha_B + \alpha)\}] \\ & - K_{rI} K_{rII} \exp[i\{kr_{II} \cos(\theta_{II} - \alpha - \beta) \\ & + kB \cos(\alpha_B + \alpha)\}] \quad (2.125)\end{aligned}$$

以上のようにして、図-2.9 (b) の港内波が算定できる。この方法を他の分類にも適用すれば、あらゆる防波堤配置と波の入射角度に対して求まる。しかし、これらの近似解の誘導では、港内を幾何光学的条件で分割しており、そのため各領域の境界線上での波の連続の条件は十分には満足されていないので、このような近似解の適用精度については、実験および他の数値計算法との比較によって十分検討しておく必要がある。

(3) 厳密解と近似解との比較

防波堤が一直線状に並んでいる、完全反射の両翼防波堤の場合、2.2 で求めた式 (2.98) は防波堤における境界条件を完全に満足する厳密な解である。そこで、この解を厳密解と呼び、2.3 (2) で求めた解を近似解と呼んで、両者の比較を行う。

完全反射の両翼防波堤の場合には、図-2.12 に示す港内の点 p における回折波の近似式は、次式で表わすことができる。

$$\begin{aligned}\phi_p = & \phi_I(r_I, \theta_I) + \phi_{II}(r_{II}, \theta_{II}) \\ & - \exp[i\{kr_I \cos(\theta_I - \alpha)\}] \quad (2.126)\end{aligned}$$

ここに、座標 (r_I, θ_I) および (r_{II}, θ_{II}) と波向 α は図-2.12 に示されている。この場合、式 (2.112) で表わさ

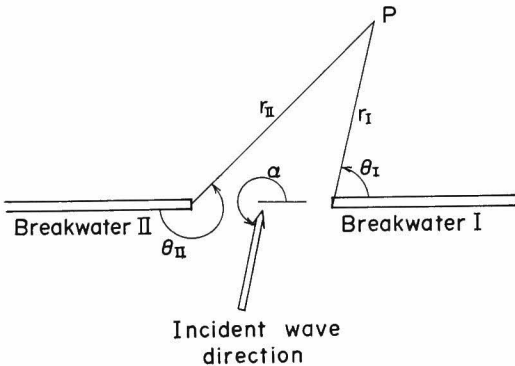


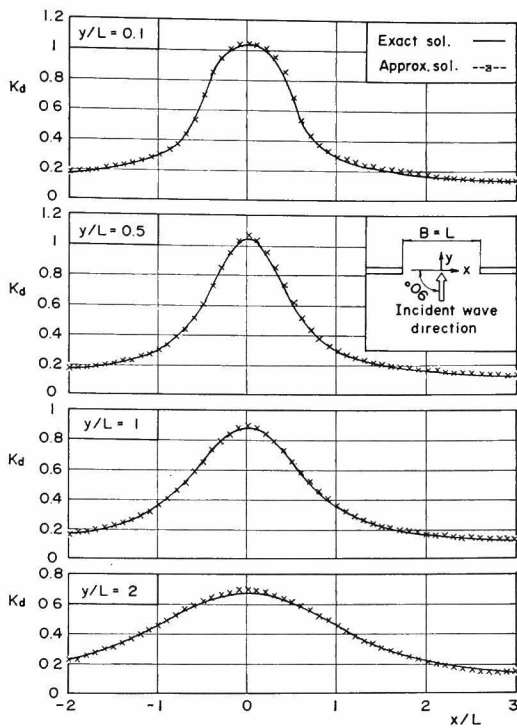
図-2.12 両翼防波堤の場合の座標系

れる $\phi_I(r_I, \theta_I)$ 中の防波堤反射率を $K_{rI}=1$ 、また、式 (2.114) で表わされる $\phi_{II}(r_{II}, \theta_{II})$ 中の防波堤反射率、防波堤先端間を結ぶ線の角度、副防波堤の傾き角をそれぞれ $K_{rII}=1$ 、 $\alpha_B=\pi$ および $\beta=\pi$ とおけばよい。このように置くと、式 (2.126) は次式のようになる。

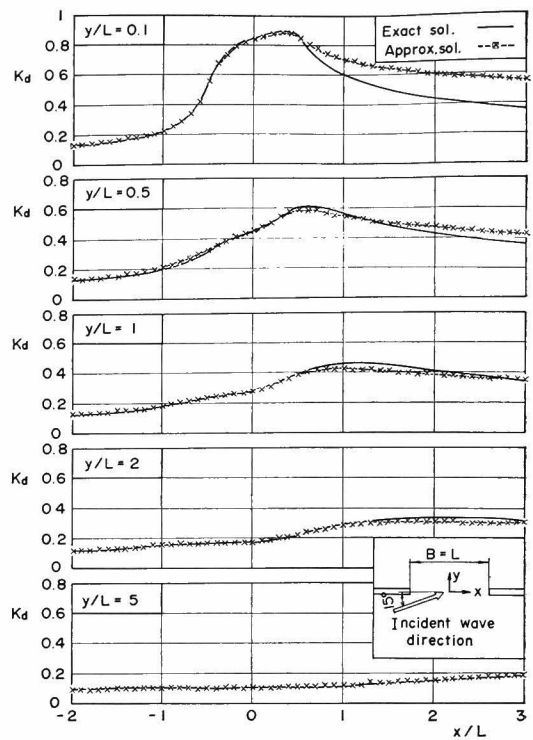
$$\begin{aligned}\phi_p = & \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left[i\left\{kr_I \cos(\theta_I - \alpha) + \frac{\pi}{4}\right\}\right] \\ & \times \left[\left\{C(\gamma_{II}) - \frac{1}{2}\right\} - i\left\{S(\gamma_{II}) - \frac{1}{2}\right\}\right] \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left[i\left\{kr_I \cos(\theta_I + \alpha) + \frac{\pi}{4}\right\}\right] \\ & \times \left[\left\{C(\gamma_{I2}) + \frac{1}{2}\right\} - i\left\{S(\gamma_{I2}) + \frac{1}{2}\right\}\right] \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left[-i\left\{kr_{II} \cos(\theta_{II} - \alpha) - \frac{\pi}{4}\right\}\right] \\ & + kB \cos \alpha \left\{ \right\} \\ & \times \left[\left\{C(\gamma_{III}) + \frac{1}{2}\right\} - i\left\{S(\gamma_{III}) + \frac{1}{2}\right\}\right] \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left[-i\left\{kr_{II} \cos(\theta_{II} + \alpha) - \frac{\pi}{4}\right\}\right] \\ & + kB \cos \alpha \left\{ \right\} \\ & \times \left[\left\{C(\gamma_{II2}) + \frac{1}{2}\right\} - i\left\{S(\gamma_{II2}) + \frac{1}{2}\right\}\right] \quad (2.127)\end{aligned}$$

図-2.13 と 図-2.14 は、式 (2.98) の厳密解と式 (2.127) の近似解とを比較したもので、厳密解は実線、近似解は破線上に×印で示されている。図-2.13 は開口幅 B が波長 L に等しい $B=L$ の場合で、図-2.14 は $B=0.5L$ の場合である。

図-2.13 (a) は入射波が防波堤に直角に入射する場合の比較図である。この図からわかるように、直角入射では開口幅が $B=L$ と狭い場合でも近似解は厳密解と非常によく一致し、両者の差は最大でも 0.01 程度である。図-2.13 (b) は、入射波の進入角度を $\alpha=15^\circ$ と大きく傾けた場合の比較図である。 $\alpha=15^\circ$ のように波の進入角度を小さくすると、近似解は厳密解からずれてくる。この図からわかるように、波の入射方向に近い防波堤（この図では左防波堤）の遮蔽域では、 $\alpha=15^\circ$ でも近似解と厳密解との差はほとんどないが、もう一方の防波堤の遮蔽域では、両者の差が大きく現われる。特に、防波堤に近い直線上で両者の差が顕著である。 $y/L=0.1$ における波高比の分布をみると、波高比が最も高い $x/L=0.3$ では、近似解は厳密解よりわずかに 0.02 程度小さく、 $x/L=0.5$ では厳密解より大きくなり、 x/L がさらに大きく



(a) $\alpha = 90^\circ$



(b) $\alpha = 15^\circ$

図-2.13 $B/L=1$ における近似解と厳密解の比較

なると、この差は次第に拡大する。そして、 $x/L=3$ では近似解による値は $K_a=0.55$ 、厳密解による値は $K_a=0.36$ と、両者の差は 0.19 にもなる。しかし、防波堤から離れるに従って、両者の差は急激に小さくなる。たとえば、 $x/L=3$ では、近似解と厳密解との差は $y/L=0.1$ で 0.19 であるが、 $y/L=0.5$ では 0.06、 $y/L=1$ でほとんど 0 に近い。

図-2.14 (a)~(c) は、防波堤開口幅を $B=0.5L$ に狭くしたときの近似解と厳密解との比較図である。図-2.14 (a) は、入射波が防波堤に直角に入射する場合の比較図で、この図からわかるように、防波堤開口幅を $B=0.5L$ に狭くしても近似解は厳密解と非常によく一致している。波の進入角度を $\alpha=30^\circ$ に傾けた 図-2.14 (b) の場合、近似解は厳密解からずれてくる。近似解と厳密解との差は、図-2.13 (b) と同じように、右側防波堤の遮蔽域で著しく、防波堤から離れるほど小さくなる。また、近似解は波高比のピーク付近では厳密解より小さく、それから離れると大きくなる傾向を示しているが、ピーク付近での差は 0.02 程度と小さい。 $x/L=1.5$ で、 $y/L=0.1$ では近似解は厳密解より約 0.1、 $y/L=0.2$ では

約 0.05 大きい、比較範囲が $x/L=1.5$ までであるため、はっきりとはしないが、 x/L がさらに大きい範囲で比較すれば、この差はさらに大きくなると予測される。図-2.14 (c) は、波の進入角度を $\alpha=15^\circ$ と小さくした場合の比較図である。波の進入角度を $\alpha=15^\circ$ のように小さくすると、近似解と厳密解との差はさらに大きくなるが、この差の傾向は 図-2.14 (b) の場合とほとんど同じである。 $y/L=0.1$ で $x/L=1.5$ において、近似解による波高比は $K_a=0.6$ であるのに対し、厳密解では $K_a=0.36$ と、近似解は厳密解の約 1.7 倍にも達する。 $y/L=0.5$ でも、 $x/L=1.5$ では近似解は厳密解の約 1.2 倍の値を示す。

以上、近似解と厳密解を比較した結果、次のようなことが明らかになった。

- ㊸ 波が防波堤に直角に進入する場合には、近似解は厳密解とよく一致し、開口幅が $B=0.5L$ でも十分適用できる。
- ㊹ 波が斜めから進入すると、近似解は波の進入方向に近い防波堤の遮蔽域では厳密解とよく一致するが、遠い防波堤での遮蔽域では両者の差が顕著にな

る。

- ㉔ ㉔ で述べた近似解と厳密解の差は、波の進入角度が小さくなるほど、また B/L が小さくなるほど、著しくなる。

このように、近似解と厳密解との間に差が現われるのは、近似解では防波堤上における境界条件を満足していないためと考えられる。ここで、図-2.12 における防波堤 II 上での境界条件を式 (2.127) を用いて調べてみると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_p}{r_1 \partial \theta_1} \Big|_{\theta_1=\pi} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ ik \sin \alpha \} \exp \left[i \left\{ -kr_1 \cos \alpha + \frac{\pi}{4} \right\} \right] \\ &\quad \times [(1-2C(\gamma_{II})) - i\{1-2S(\gamma_{II})\}] \\ &\quad - \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{4k}{\pi r_1}} \cos \frac{\alpha}{2} \exp \left[i \left\{ \frac{\pi}{4} - kr_1 \right\} \right] \end{aligned} \quad (r_1 > B) \quad (2.128)$$

となる。境界条件としては $\frac{\partial \phi_p}{r_1 \partial \theta_1} \Big|_{\theta_1=\pi} = 0$ を満足しなければならないのに対して、式 (2.128) のように境界条件

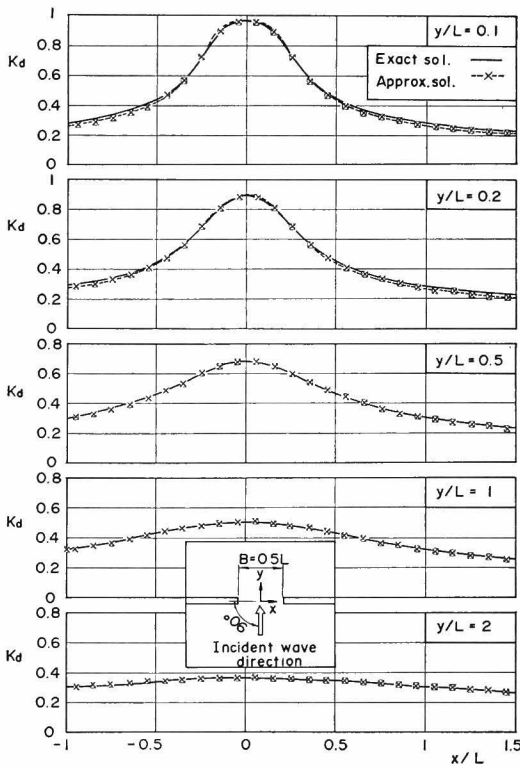
を満足していない。近似解と厳密解との比較から、波の進入角が小さいほど両者の差が大きいことがわかってるので、極端な場合として、図-2.12 の α が $\alpha=\pi$ と 2π の 2 つの場合について考えてみる。 $\alpha=\pi$ では、波は防波堤沿いに、防波堤 II から防波堤 I の方向に進行する。このとき、 $\theta_1=\pi$ の防波堤 II 上では、式 (2.128) によって

$$\frac{\partial \phi_p}{r_1 \partial \theta_1} \Big|_{\theta_1=\pi} = 0 \quad (2.129)$$

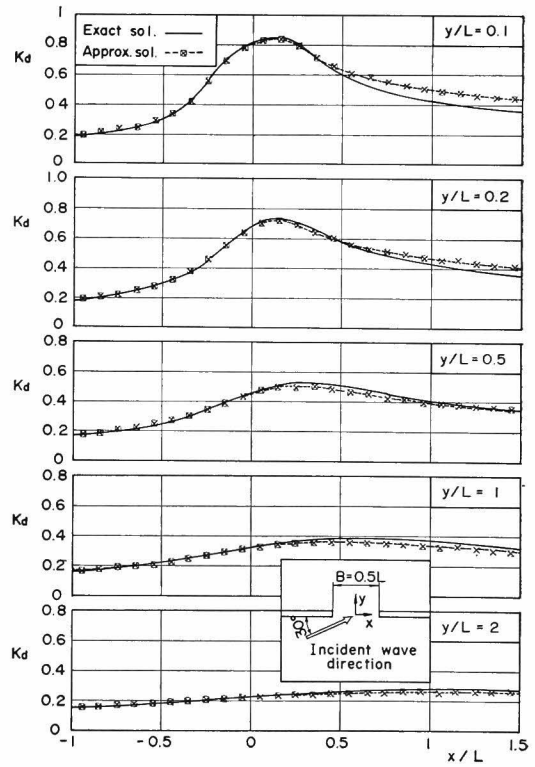
となる。一方、 $\alpha=2\pi$ で波が $\alpha=\pi$ とは逆の方向から進入する場合、次式となる。

$$\frac{\partial \phi_p}{r_1 \partial \theta_1} \Big|_{\theta_1=2\pi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{4k}{\pi r_1}} \exp \left[i \left\{ \frac{\pi}{4} - kr_1 \right\} \right] \quad (2.130)$$

これからわかるように、 $\alpha=\pi$ の場合には防波堤 II 上の境界条件を完全に満足しているのに対し、 $\alpha=2\pi$ では境界条件を満足していない。このことは、 $\alpha=\pi$ の波向では境界条件を完全に満足しているの、防波堤 II の背後の近似解は厳密解とよく一致し、 $\alpha=2\pi$ の波向では境界

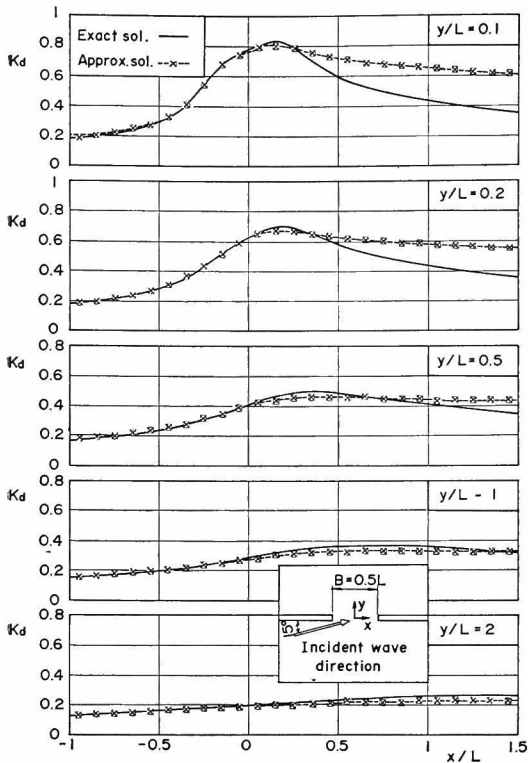


(a) $\alpha=90^\circ$



(b) $\alpha=30^\circ$

図-2.14 (1) $B/L=0.5$ における近似解と厳密解の比較



(c) $\alpha = 15^\circ$

図-2.14 (2)

条件を満足していないので、防波堤Ⅱの背後の近似解は厳密解からずれることを暗示している。図-2.12 で、 $\alpha = \pi$ で波が進入してきた場合を考えると、防波堤Ⅰは $\alpha = 2\pi$ で波が進入してきたときの防波堤Ⅱに対応するので、防波堤Ⅰ上では境界条件は満足されず、近似解は厳密解からずれる。 $\pi < \alpha \leq 3\pi/2$ では、防波堤Ⅱ上での境界条件は完全には満足されないが、満足の度合は防波堤Ⅰ上よりよい。そのため、近似解は防波堤Ⅰより防波堤Ⅱの背後で厳密解とよく一致することになる。これが上述の⑥の現象の現われる原因である。

また、式 (2.128) において $r_1 > B$ であるから、 B が大きくなると、式 (2.128) は 0 に近づき、境界条件を満足する度合がよくなり、その結果近似解は厳密解に近い値を示すようになる。

以上のように、近似解は波の進入角度および B/L が小さい場合、防波堤近傍では厳密解からかなりずれるが、防波堤近傍を除けば厳密解との差はそれほど大きくない。港内の波高分布を考える場合、防波堤から離れた場所を対象としているので、波の進入角度および B/L が

小さくても、ある程度の誤差を許容すれば、この近似解は港内波高の計算に適用することが可能である。

(4) 近似解と数値波動解析法との比較

近似解は、一直線上に防波堤が配置されている両翼防波堤の場合だけでなく、任意の防波堤配置に対して適用できるので、近似解の適用性に関しては、各種の防波堤配置に対して検討しておかなければならない。そこで、任意の防波堤配置に関して適用でき、その精度に関しても実験的に検証されている数値波動解析法²⁵⁾との比較を行う。

数値波動解析法 (numerical analysis of wave propagation) は、次式のような線型化された表面基礎方程式を、与えられた境界条件のもとに静水面の初期状態から出発して、差分法によって解くものである。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_0}{\partial t} &= -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ \frac{\partial v_0}{\partial t} &= -g \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} &= -\frac{1}{k} \left(\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} \right) \tanh kh \end{aligned} \right\} \quad (2.131)$$

ここに、 η は水位変動量、 u_0 および v_0 はそれぞれ x および y 方向の表面水粒子速度である。

図2.15～2.17 は、近似解と数値波動解析法によって求めた波高比を比較したものである。図中の実線は数値波動解析法による値であり、○印が近似解による値である。近似解は港内側の部分だけを計算するようになっているので、港外の値は計算できない。計算では開口幅は $B/L = 4$ と一定にしている。

図-2.15 は、防波堤の開口部を通して直接港内に波が進入する場合のもので、防波堤は互に平行になっているが、両者の位置は一方が港内側にずれていて、防波堤先端間を結んだ線と防波堤法線とは 150° の傾きをなしている。計算は、図中の図に示した直線で行っている。この図からわかるように、防波堤の遮蔽区域内の線上 ($x/L = -4, 0.8, 2.4$) では、近似解と数値波動解析法によって求めた値は比較的良好に一致している。特に、 $x/L = 0.8, 2.4$ 上では両者が非常によく一致している。 $x/L = -4$ では近似解が厳密解より最大で 0.1 程度大きい。一方、波が直接入射する線上 ($x/L = -2, -1.6, -0.8$) では両者は比較的大きくずれている。特に、 $x/L = -2$ においては、数値波動解析による値は $y/L < 3$ では $K_d = 1$ 付近を変動しており、 $y/L > 3$ では y/L が大きくなるにつれて減少し、 $y/L > 5$ では $K_d = 0.75$ とほぼ一定値を示すが、近似解による値は、常に $K_d = 1$ 付近にあり、数値波動解析法のような減少する傾向は現れ

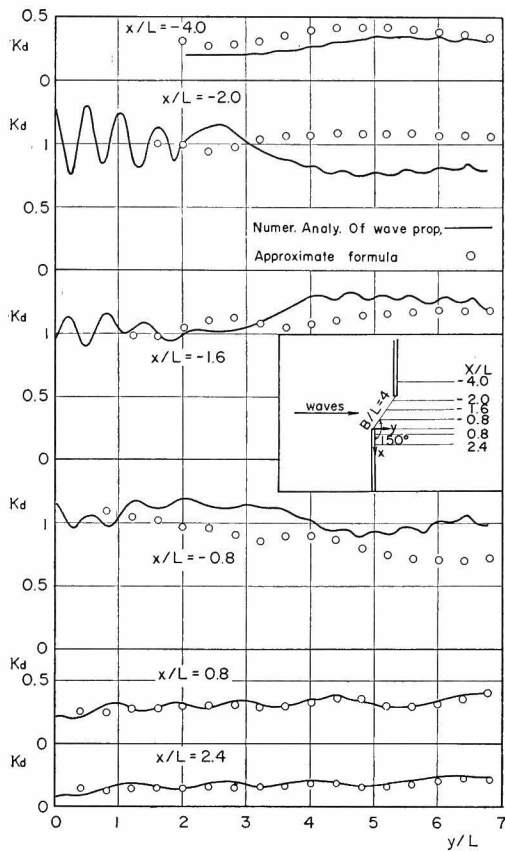


図-2.15 波が直接進入する場合の近似解と数値波動解析法による解との比較

ない。その結果、近似解は 0.3 程度数値波動解析法より大きくなる。 $X/L = -1.6$ および -0.8 では、近似解は数値波動解析法とほぼ似た傾向を示すが、波高比の値としては、両者の値はずれ、最大で 0.3 程度の差を生ずる。

図-2.16 は、図-2.15 と同じように防波堤は互に平行であるが、一方の防波堤の先端がもう一方の防波堤の遮蔽域内に入っている場合のものである。この場合、前面の防波堤で回折された波が再度もう一方の防波堤で回折される二次回折の場合に対応する。両者の比較は、図中の図に示した線で行われている。 $x/L = 1.6$ および 2.4 では、近似解も数値波動解析法も $y/L < 3$ で大きな波高変動を示している。この波高変動は背後防波堤による反射波のために起ったものと考えられる。近似解と数値波動解析法とがずれる箇所がいくつか存在するけれども、全体的にどの計算線上でも両者は比較的よい一致を示している。

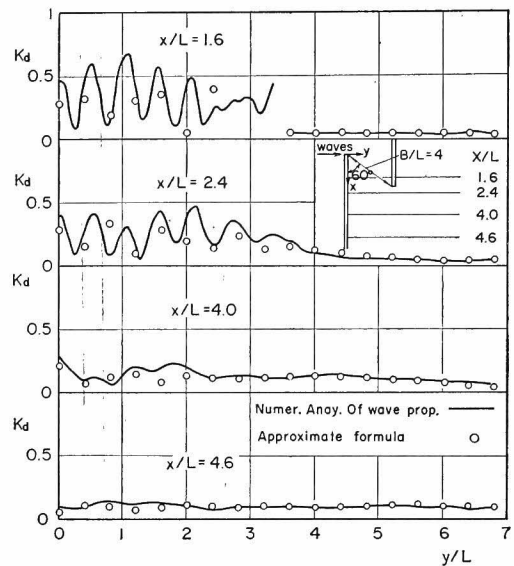


図-2.16 一方の防波堤の先端が他方の防波堤の背後に入り込んでいる場合の近似解と数値波動解析法による解との比較

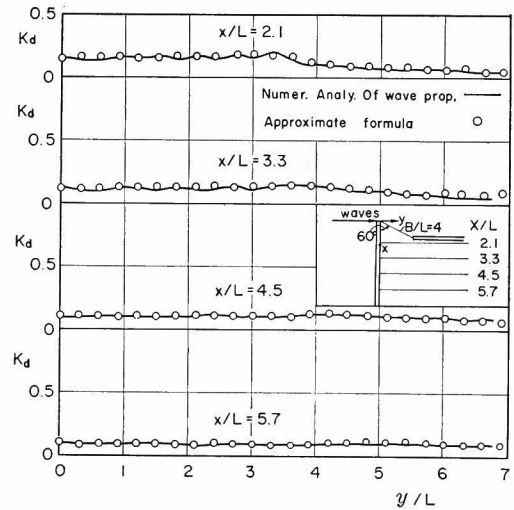


図-2.17 二次回折を起す場合の近似解と数値波動解析法による解との比較

図-2.17 は、図-2.16 の背後防波堤をもう一方の防波堤に直角になるように配置した場合のものである。この場合は、図-2.17 でわかるように、近似解は数値波動解析法と非常によく一致し、両者の差はほとんどない。

なお、数値波動解析法との比較を前述の 3 つの防波堤配置について行った結果、半無限防波堤の解を重ね合わせて用いる近似解でも、比較的精度よく港内波高を推定で

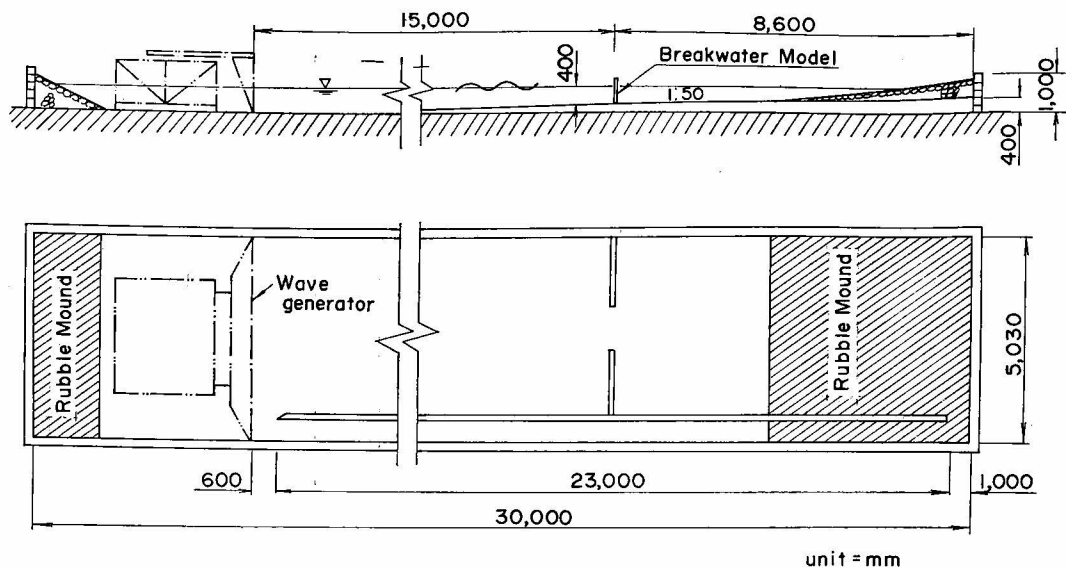


図-2.18 実験水路の諸元

きることがわかった。

2.4 実験による理論の妥当性の検証

(1) 実験水路と実験装置

実験水路は、運輸省港湾技術研究所大型水工実験所内に仮設したブロック積み水路で、図-2.18に示すように内側幅 5.03 m、長さ 30 m および深さ 1 m である。水路には片側側壁から 60 cm 離れた位置に長さ 23 m の仕切壁が設けてあるので、本実験で使用した水路の実験幅は約 4.3 m である。水路床は、造波板の運動中心から 5.1 m の間を水平とし、これから岸側では 1/50 の一様斜面になっている。水路終端部には消波装置として、勾配 1/10 の碎石斜面が設けてある。

造波装置としては、大型水工実験場に付設する可搬式造波機を用いた。この造波機はピストン型造波機で、幅 5 m、高さ 1.3 m の造波板をミナーシャモータとボールネジで駆動するようになっている。造波板の最大振幅は 300 mm、最大速度 500 mm/sec であり、入力信号の波形に追従して運動する。実験は規則波について行ったので、造波機の入力信号として超低周波発信器による正弦波形を用いた。

防波堤の模型としては、写真-2.1 に示す逆 T 字型の鋼製模型を用いた。模型防波堤として長さ 0.45 m、0.9 m および 1.8 m のものを用い、不足部分は木製の防波堤で継ぎ足した。波による防波堤の転倒を防ぐために、亜鉛メッキを施した鋼鉄製の直方体重錘（約 10 kg/個）を防波堤張出し部に数個設置した。ただし、重錘は防波堤

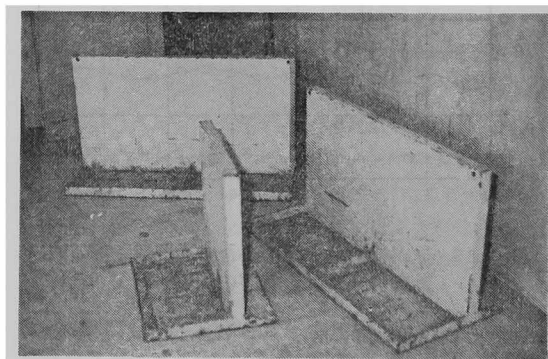


写真-2.1 堤体模型

背後に置いた。

波高計としては波高 10 cm 用の容量式波高計を 3 台用いた。波高計はそれぞれ自動昇降装置に取り付けられていて、検定が容易にできるようになっている。

本実験では、規則波の回折を取り扱っているので、波高はペンレコーダで記録した。

(2) 実験条件

一様水深の仮定のもとに厳密解や近似解を誘導しているので、理論解の妥当性を検証するための実験としては、一様水深の仮定が成立するような条件で行わなければならない。しかし、実験に用いた水路は 1/50 の一様勾配になっているため、波高の測定区間内では水深変化による波高変化が生じない程度に水深を深くする必要がある。このことを考慮して、防波堤開口部中央での水深

を 40 cm と一定にした。

有効水路幅が狭いので、防波堤開口幅は $B=0.5\text{ m}$ と 1 m の 2 種類とし、波の周期は $T=0.7\text{ sec}$ と短くした。波高は線型理論が成り立つ程度に小さくすることにして、2 cm を目安とした。しかし、防波堤を設置しない状態で防波堤開口部の設置予定地点付近の波高を測定した結果、図-2.19 に示すように、波高は測点によって

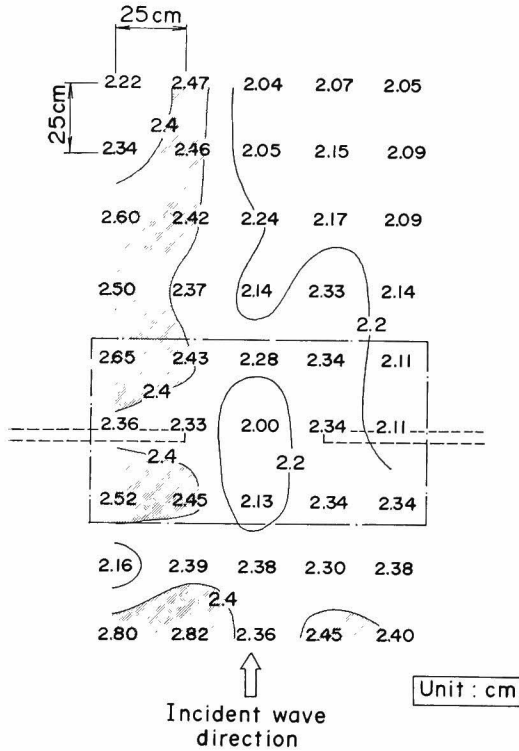


図-2.19 入射波の波高の平面分布

異なり、波の進行方向に向って左側の波高が高く、右側の波高が低い傾向を示している。水路幅方向に対するこのような波高変化は波の浅水変形では説明できず、Harms²⁶⁾ が指摘しているように cross wave の発生によるものと推定される。波高測定区間の水深波長比は $h/L=0.47\sim0.57$ の範囲であるため、水深変化に伴う波高変化はほとんど考えられない。このことは、図-2.19 の波高測定結果でも波の進行方向に波高変化しているような傾向がみられないことから判断できる。実験データの整理上必要な入射波高としては、図-2.19 に示す一点鎖線で囲まれた領域内の測点の平均波高で与えることにした。一点鎖線で囲まれた領域は、模型防波堤の開口部を囲う範囲になっている。その結果、入射波の諸元は

表-2.3 入射波の諸元

Wave height H [cm]	Wave period T [sec]	Wave length L [cm]	B/L	
			$B=50\text{ cm}$	$B=100\text{ cm}$
2.32	0.7	76	0.66	1.31

表-2.3 のようになった。

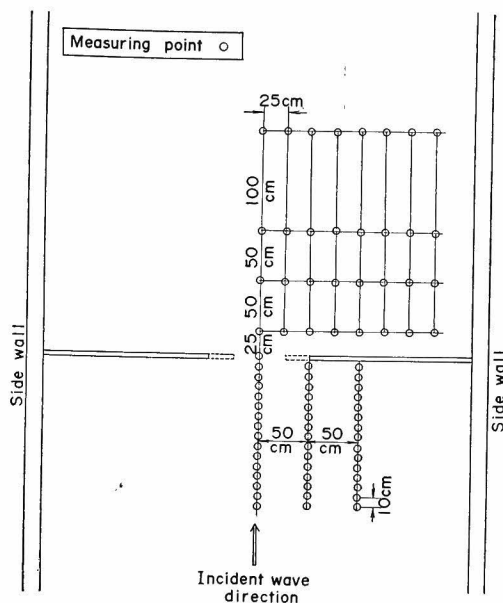
実験に用いる防波堤の配置は、図-2.20 (a)~(c) の 3 種類とした。これらの図中の○印は波高測点の位置を示している。図-2.20 (a) は防波堤が一直線上にあり、入射波が防波堤に直角に進入する場合で、図-2.20 (b) は、防波堤に対して 60° の角度で波が進入する場合である。また、図-2.20 (c) は、防波堤が一直線上になく、一方の防波堤が入射波の進行方向に直角で、他方が 60° 傾いている場合である。これら 3 種類の防波堤に対してそれぞれ防波堤開口幅が 0.5 m と 1 m の 2 種類について実験を行った。図-2.20 (a) の場合は、開口部の中央線に対して対称であるので、測点は片側だけに配置した。回折波が側壁で再反射することも考えられたが、水路有効幅が狭いため消波工を設置することができなかったため、側壁は直立壁になっている。ただし、図-2.20 (b), (c) に示すように、防波堤前面の一部には水路側壁からの反射波を除くために消波工を取り付けた。

(3) 理論値と実験値との比較

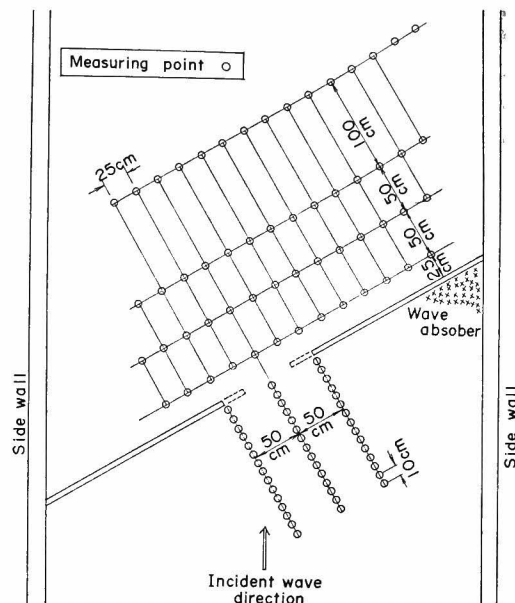
1) 港外波高

両翼防波堤に関しては、防波堤前面波高である港外波高を測定したので、理論値との比較を行う。しかし、半無限堤の重ね合わせで求める近似解については、港内波高を対象にしているので、港外波に関して実験値と比較ができないため、理論値としては Mathieu 関数による厳密解を用いて実験値との比較を行った。

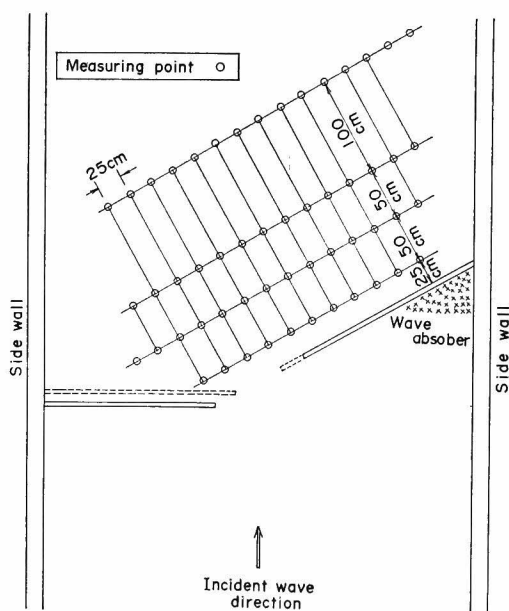
図-2.21 は、防波堤開口幅が $B=0.66L$ で、波が防波堤に直角に入射する場合の比較図である。開口部の中央を通る $x/L=0$ の測線では、 y/L が小さい開口部付近においては波高比は $K_a=1$ の周辺を小さく変動しているが、開口部から離れるに従って、両側の防波堤による反射波の影響で波高比の変動は大きくなる。この傾向は実験値でもよく現われている。しかし、波高の変動の位相は厳密解による理論値と実験値とでは少しずれている。そのため、理論値と実験値とが波高比にして 0.3 程度異なる点も生じている。 $x/L=-0.66$ の測線は、防波堤前面に当るので、防波堤による反射波で重複波が生じているが、この測線は防波堤先端部の近くにあるため、波のエネルギーが開口部の方に流れるので、防波堤から



(a) $\alpha = 90^\circ$



(b) $\alpha = 60^\circ$



(c) $\alpha = 60^\circ$ および 90°

図-2.20 防波堤配置と測点

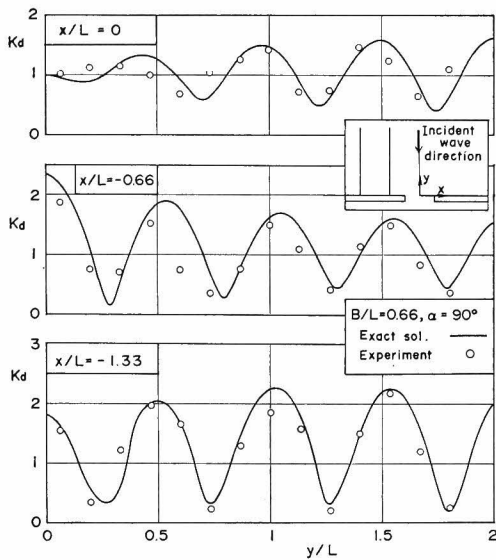


図-2.21 $B/L=0.66$ の場合の港外における実験値と理論値の比較 ($\alpha=90^\circ$)

離れるにしたがって波高の変動は小さくなる。この傾向は実験値でもよく現われている。実験値は、理論値より波高比で 1.0 程度低くなる $y/L \approx 0.6$ の点を除けば、理論値と比較的よく一致を示している。 $x/L=-1.33$ の測線でも、実験値は最大で 0.5 程度の差を示す場合もあるが、全体として理論値とよく一致している。

図-2.22 は開口部の幅が $B=1.31L$ と 図-2.21 の 2

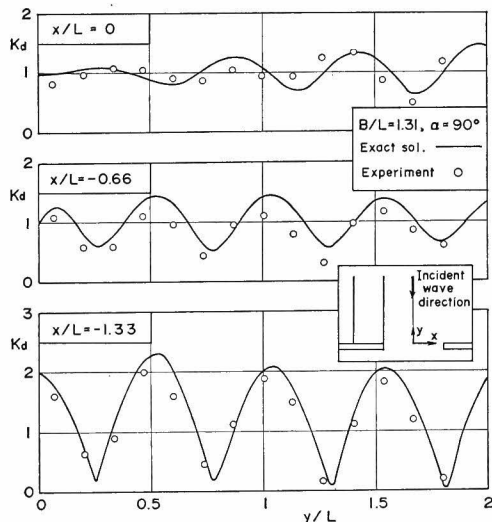


図-2.22 $B/L=1.31$ の場合の港外における実験値と理論値の比較 ($\alpha=90^\circ$)

倍の広さになった場合の比較図である。図-2.21 の場合と傾向は非常によく似ているが、 $x/L=-0.66$ の測線は防波堤の先端部に位置しているため、図-2.21 の $x/L=-0.66$ の測線の場合より波高変動は小さい。実験値は、 $x/L=-1.31$ の測線上では理論値とよく一致しているが、 $x/L=0$ および -0.66 の測線上では波高の変動の位相が理論値とずれているため、差が大きくなる箇所が現われる。しかし、全般的にみて、理論値は実験値とよく一致している。

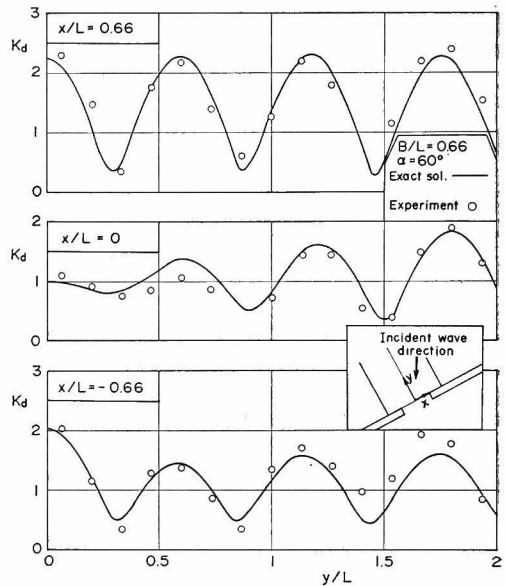


図-2.23 $B/L=0.66$ の場合の港外における実験値と理論値の比較 ($\alpha=60^\circ$)

図-2.23 は、波高に対して防波堤が 60° 傾き、開口幅が $B=0.66L$ の場合である。防波堤が波向に対して 60° 傾いているため、波高変動の繰り返し間隔は長くなり、 90° の進入角度の 図-2.21 や 図-2.22 では $0.5L$ 間隔であったものが、 $0.57L$ になり、無限に長い版に 60° の進入角度で入射する波の理論計算値である $0.577L$ とよく一致する。実験値と理論値とは 0.5 程度ずれる箇所があるけれども、両者は比較的よく一致しており、理論は実験値の波高変動特性をよく表わしている。

図-2.24 は、図-2.23 の開口幅を 2 倍に広げた場合の比較図である。 $x/L=0.66$ の測線上では、実験値と理論値とは波高変動の位相がずれていて、波高比は両者の間で大きな差がある。特に、 $y/L=1.8$ 付近で実験値の波高が理論値の 1.5 倍にもなっている。 $x/L=0$ の場合も、実験値は理論値と大きな差を示すが、理論値は実験値の

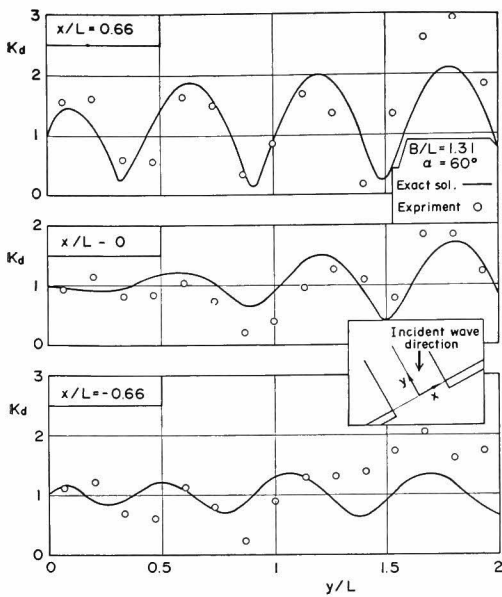


図-2.24 $B/L=1.31$ の場合の港外における実験値と理論値の比較 ($\alpha=60^\circ$)

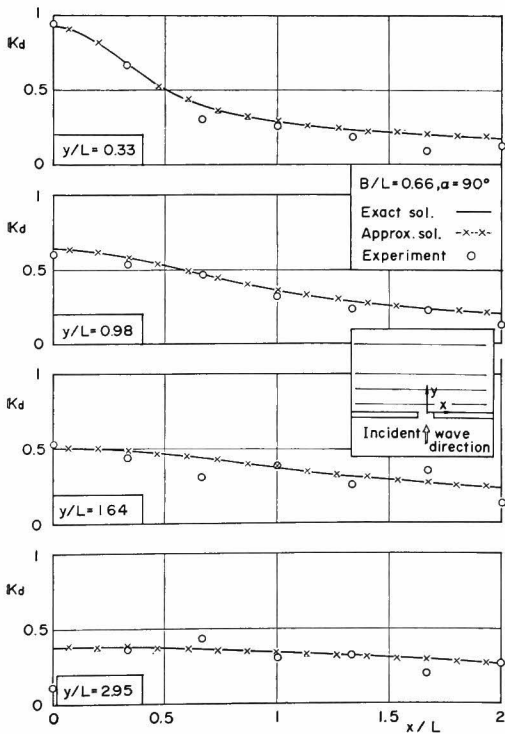


図-2.25 $B/L=0.66$ の場合の港内における実験値と理論値の比較 ($\alpha=90^\circ$)

波高変動の特性はよく表わしているように思われる。しかし、 $x/L=-0.66$ になると、理論値との差は大きく、理論値は実験値の波高変動特性もよく表わしていない。特に、 $y/L>1.2$ では、実験値は理論値の約 2 倍の値を示している。このように港口幅が広がったときに理論値と実験値との差が大きくなる理由については明らかにできなかった。

以上のように、防波堤前面波高においても理論値は実験値と比較的よく一致し、理論値は防波堤前面、つまり港外波浪の推定にも適用できることがわかった。しかし、理論値は実験値と大きな差を示す場合がある。

2) 港内波高

港内波高については、近似解による計算が可能であるので、理論値としては厳密解および近似解による値である。

図-2.25 は、開口幅が $B=0.66L$ (50 cm)、波が防波堤に直角に入射する場合の図である。すでに 2.3 (3) で述べたように直角入射の場合の近似解は B/L が小さく

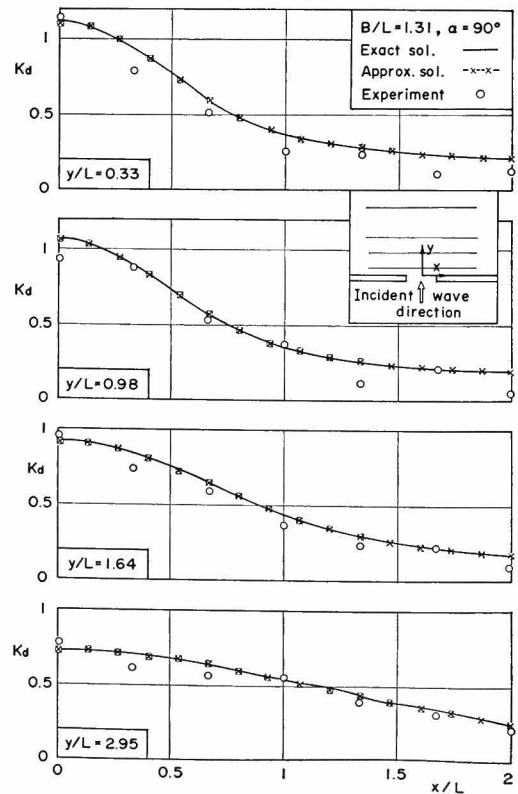


図-2.26 $B/L=1.31$ の場合の港内における実験値と理論値の比較 ($\alpha=90^\circ$)

ても厳密解とよく一致する。図-2.25 は $B/L=0.66$ と開口幅が相対的に小さいが、近似解は厳密解と非常によく一致しており、このことを裏付けている。実験値は近似解や厳密解から求めた理論値の傾向とよく一致しているが、 $y/L=2.95$ の測線上で、 $x/L=0$ となる開口部中央線上の実験値だけが理論値より極端に小さく、理論値の半分以下である。その他の測点では、理論値との差がせいぜい 0.1 程度であるのに対し、なぜこの点で実験値が小さくなったのか原因を究明することはできなかったが、考えられる原因としては、水路の両側壁が消波されていないので、防波堤先端から放射された回折波が側壁で反射され、ちょうどこの点で開口部で回折された波と反射波の位相が 180° ずれ、打消し合う形になって波高が減少したのではないと思われる。この点を除いて考えれば、理論は実験値をよく表わしているといえよう。

図-2.26 は、波向が防波堤に直角で、開口幅が 2 倍に広がった場合の図である。開口幅が $B=1.31L$ と広がっているため、近似解と厳密解はさらによく一致するようになる。実験値も、図-2.25 の $x/L=0$ および y/L

$=2.95$ の点のように極端に理論値と異なる点は現われず、理論値との差があってもせいぜい 0.1 程度である。実験値が理論値のように滑らかに変化せず、凹凸が現われているのは、水路側壁からの反射波によるものと思われる。

図-2.27 は、防波堤開口幅が $B=0.66L$ で、波が防波堤に対して 60° の角度をなして入射する場合の図である。このケースでは $B/L=0.66$ と小さく、波が $\alpha=60^\circ$ と傾いて進入するけれども、近似解と厳密解は防波堤に近い $y/L=0.33$ で 0.05 程度異なるだけで非常によく一致している。実験値は厳密解と近似解から求めた理論値の分布傾向を非常によく表わしているが、測点毎に調べてみると、実験値と理論値がずれている点もある。しかし、このずれはそれほど大きくはなく、最大で 0.15 程度である。

図-2.28 は防波堤の開口幅が図-2.27 の 2 倍になったときの図である。開口幅が大きくなっているため、近似解は厳密解と非常によく一致している。実験値は理論値から最大で約 0.1 ずれるだけで、理論値とかなりよい一

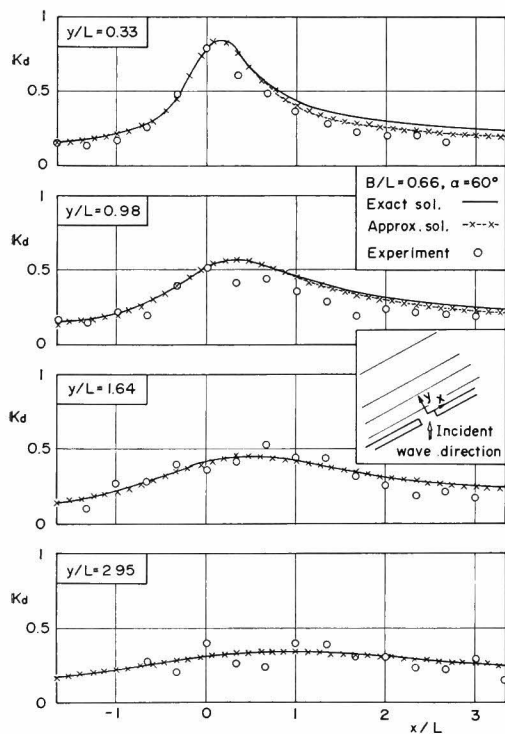


図-2.27 $B/L=0.66$ の場合の港内における実験値と理論値の比較 ($\alpha=60^\circ$)

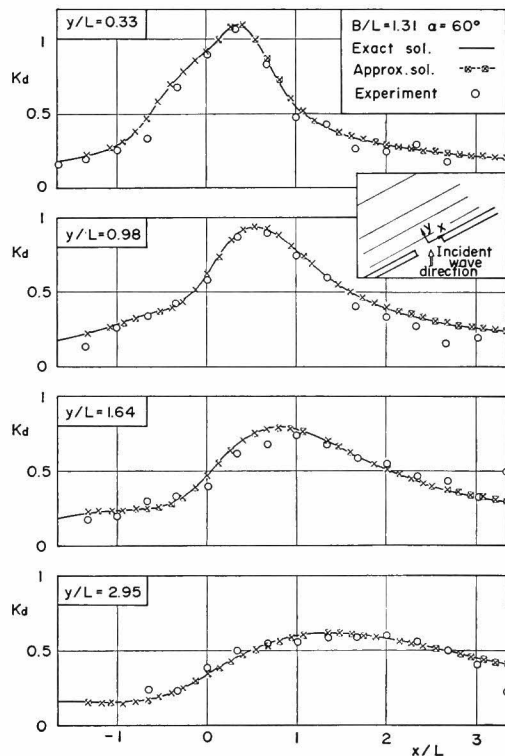


図-2.28 $B/L=1.31$ の場合の港内における実験値と理論値の比較 ($\alpha=60^\circ$)

致を示している。ただし、 $y/L=1.64$ と 2.95 の測線上で水路側壁に最も近い $x/L=3.3$ の点では、実験値は理論値から大きくずれているけれども、これは水路側壁による反射波の影響であると考えて、理論値との比較では除いている。

図-2.29 は、波向に対して防波堤の一方が直角で、他方が 60° 傾いており、防波堤開口部が $B=0.66L$ の場合の図である。このような防波堤配置に関しては厳密な意味での解析解を求めることができないが、2.3 (2) で示したように半無限防波堤に対する解の重ね合わせによる近似解を用いると計算できる。そこで、図中にはこの近似解で求めた値と図-2.27 のような両防波堤が波向に対して 60° 傾いている場合の厳密解とが示されている。この厳密解は、このような防波堤配置に対しては厳密解とはいえないが、図-2.29 でわかるように非常によく近似解と一致している。このことは、このような配置の防波堤に対しては近似解で計算しなくても、同じ開口幅を持ち、両防波堤が波向に対して 60° 傾いている厳密解による値を適用してもよいと思われる。実験値は、近似解や両翼防波堤に対する厳密解で求めた理論値から最大で

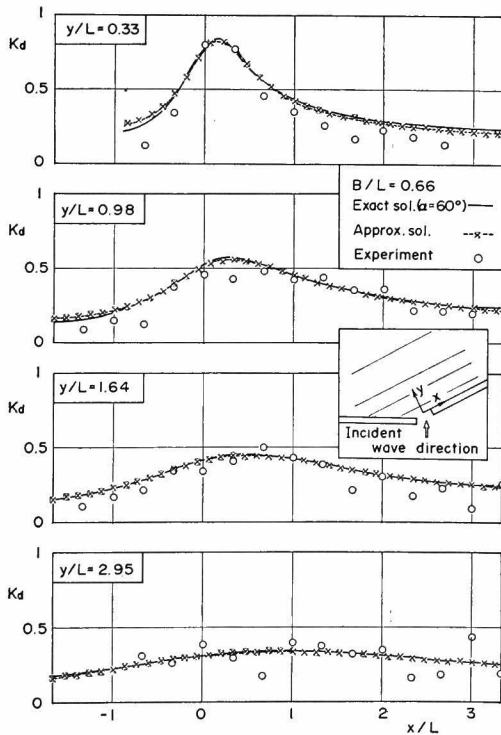


図-2.29 $B/L=0.66$ の場合の港内における実験値と理論値の比較 ($\alpha=60^\circ$ および 90°)

0.2 程度ずれている点があるけれども、相対的に理論値は実験値とよく一致しており、近似解でこのような防波堤配置に対する港内波高が推定できることがわかる。

図-2.30 は、図-2.29 と同じ防波堤配置で、単に開口幅を2倍に広げた場合である。この図にも両翼防波堤が波向に対して 60° 傾いた図-2.28 の厳密解が参考として示してある。開口幅が相対的に広がっているため、両翼防波堤に対する厳密解は、図-2.29 の場合より近似解とのずれが大きくなるが、近似解とのずれは防波堤に近い、 $y/L=0.33$ の測線上で最も大きくて 0.05 程度である。この程度の差では両翼防波堤が波向に対して 60° 傾いている場合の厳密解で近似できる。実験値は近似解や両翼防波堤に対する厳密解で求めた理論値の波高分布の傾向とよく一致しているが、各測点の波高比に関して実験値と理論値とを比較してみると、実験値が理論値から $0.1\sim0.2$ ずれている測点が見出される。ただし、 $y/L=1.64$ および 2.95 の測線で、 $x/L=3.3$ の点の実験値は水路側壁からの反射波のために理論値から大きくずれたと考えられるので、この点は実験値と理論値との比較

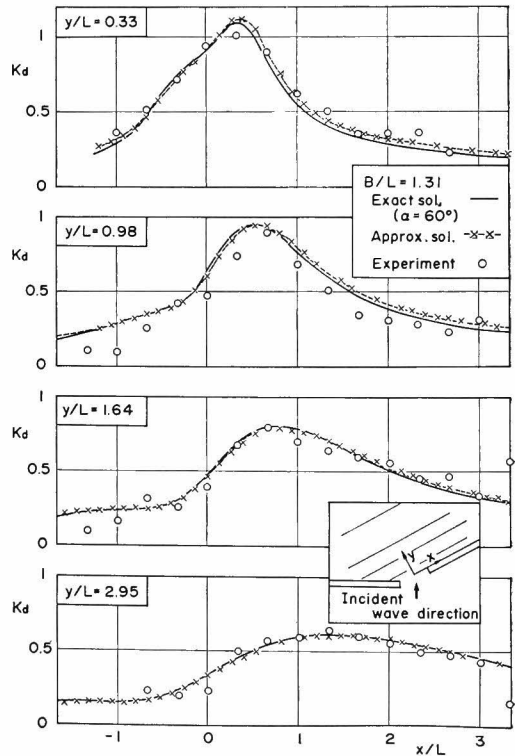


図-2.30 $B/L=1.31$ の場合の港内における実験値と理論値の比較 ($\alpha=60^\circ$ および 90°)

では除いた。この 2 点で実験値が大きくずれる傾向は図-2.28 と全く同じである。では、なぜ図-2.27 や図-2.29 で実験値と理論値の差が図-2.28 や図-2.30 と同一の点で現われないかという理由としては、防波堤の先端の位置が異なるので、水路反射波と直接回折波との位相のずれが図-2.29 と図-2.30 とは異なることと、開口部の幅が狭いと、水路反射波が直接回折波に比して小さくなることが考えられる。

以上述べた実験値と理論値の比較から、近似解および厳密解は実験値とよく一致し、理論解析の妥当性を確認することができた。

2.5 結 語

本章においては、開口防波堤による波の回折に関して、理論的な解析を行い、実験によってその妥当性を検討した。まず、2.1 では、開口防波堤による波の回折に関する従来の研究成果とその経緯について概説し、残された問題を明らかにすることによって本章の研究目的を明確にした。2.2 では、一直線上に配置された両翼防波堤による波の回折の厳密解を誘導し、実際に計算を行って、防波堤開口部のまわりの波高分布を例示した。2.3 では、任意の防波堤配置に対する回折波の近似解を誘導し、近似解の精度および妥当性について厳密解および数値波動解析法の結果と比較した。最後に、2.4 では厳密解および近似解の妥当性を検証するために、模型実験を行って実験値と理論値とを比較した。以上の内容から主要な結論は以下のように要約される。

- 1) 実際の港の防波堤配置や海の波が方向スペクトルを有する不規則波であることを考慮すると、容易に数値計算ができ、任意の防波堤配置に対して計算できる解析解が必要となる。
- 2) 一直線上にある両翼防波堤による波の回折の厳密解は、防波堤前面では式 (2.97)、防波堤背後では式 (2.98) で与えられる。この解を用いて実用上十分な精度の波高比を計算するための項数は式 (2.103) と (2.104) で求められる。
- 3) 半無限防波堤による回折波の式の物理的意味を考察し、半無限消波堤に対する回折波の解を式 (2.111) のように求めた。
- 4) 半無限消波堤に対する回折波の解を用いて、任意配置の開口防波堤による回折波の解を導いた。これによって、防波堤の反射率も考慮した回折波が計算できる。
- 5) 両翼防波堤に関して、近似解と厳密解とを比較した結果、近似解は波向に対して防波堤が直角に配置され

た場合、 $B/L=0.5$ までは厳密解とよく一致する。しかし、波向に対する防波堤の傾き角が小さくなるにつれて、厳密解からずれるようになる。このずれは、波の入射する方向に防波堤の先端が向いている防波堤の背後で顕著で、また、防波堤に近いほど大きい。この原因としては、近似解が防波堤面上での境界条件を満足しておらず、斜め入射になるにつれて境界条件の不満足の状態が強くなるからである。

- 6) 近似解と数値波動解析法による値とを 3 種類の防波堤配置について比較した結果、近似解は比較的よく数値波動解析法の結果と一致し、近似解の適用性が検証された。
- 7) 実験によって近似解と厳密解の妥当性について検討した結果、港外の波については厳密解としか比較できなかったけれども、実験値は比較的よく理論値と一致しており、厳密解によって港外の波高分布が推定できることがわかった。また、港内の波については、近似解と厳密解とは非常によく一致し、これらの理論解と実験値との対応はよかった。これによって、理論解は実際の水の波の回折にも適用できることが判明した。

参 考 文 献

- 1) Penny, W. G. and A. T. Price: Diffraction of sea waves by breakwater, Dire. Misc. Weapons Develop., Tech. His., No. 26, —Artificial Harbours, 1944.
- 2) Puttnam, R. C. and R. S. Arthur: Diffraction of water waves by breakwaters, Trans. AGU, Vol. 29, No. 4, 1948, pp. 481~490.
- 3) Wiegel, R. L.: Diffraction of waves by semi-infinite breakwater, Jour. Hydraulic Div., Proc. ASCE, Vol. 88, No. HY1, 1963, pp. 27~44.
- 4) 森平倫生・奥山育英: 海の波の回折計算法と回折図, 港湾技研資料, No. 21, 1966, 45 p.
- 5) Blue, F. L. and J. W. Johnson: Diffraction of water waves passing through a breakwater gap, Trans. AGU, Vol. 30, No. 5, 1949, pp. 705~718.
- 6) 前出文献 4).
- 7) Johnson, J. W.: Generalized wave diffraction diagrams, Proc. 2nd Conference on Coastal Engineering, Houston, Texas, 1951.
- 8) 高井俊郎: 防波堤開口部に斜めに入射する波の回折図, 港湾技研資料, No. 66, 1969, 42 p.
- 9) Lacombe, H.: The diffraction of swell—A practical approximate solution and its justification—, Proc. Symposium on Gravity Waves, National Bureau of Standard, 1951, pp. 129~140.
- 10) Carr, T. H. and M. E. Stelzriede: Diffraction of water waves by breakwaters, Proc. Symposium on

- Gravity Waves, National Bureau of Standard, 1951, pp. 109~125.
- 11) Morse, P. M. and H. Feshbach: Methods of the theoretical physics, part II, McGraw-Hill Book Company, Inc., 1953, pp. 1407~1432 による.
 - 12) Barailler, L. and D. Gaillard: Evolution récente des modèles mathématiques d'agitation due a lahoule: Calcul de la diffraction en profondeur non uniforme, La Houille Blance, No. 8, 1967, pp. 861~869.
 - 13) 山本隆一・横田基紀・滑川伸孝: 数値波高シミュレーションについて, 第 22 回海岸工学講演会論文集, 1975, pp. 259~263.
 - 14) 伊藤喜行・谷本勝利: 新しい方法による波動の数値計算——防波堤周辺の波高分布への適用——, 港湾技術研究所報告, 第 10 巻, 第 2 号, 1971, pp. 97~111.
 - 15) Abbott, M. B., H. M. Peterson and O. Skovgaard: Computations of short waves in a shallow water, Proc. 16th Conference on Coastal Engineering, Vol. I, 1978, pp. 414~432.
 - 16) McLachlan, N. W.: Theory and application of Mathieu functions, Dover Pub. Inc., 1964.
 - 17) 寺沢寛一: 数学概論 (応用編), 岩波書店, 1963, pp. 146~174.
 - 18) 合田良実・吉村知司: 海中に孤立した巨大構造物に働く波力の計算, 港湾技術研究所報告, 第 10 巻, 第 4 号, 1971, pp. 3~52.
 - 19) 前出文献 17).
 - 20) 前出文献 16).
 - 21) 前出文献 16).
 - 22) 前出文献 18).
 - 23) 伊藤喜行・谷本勝利: 混成防波堤の蛇行災害, 港湾技研資料, No. 112, 1971, 20 p.
 - 24) 合田良実・鈴木康正・高山知司: 不規則波に対する防波堤の回折図について, 第 23 回海岸工学講演会論文集, 1976, pp. 401~405.
 - 25) 谷本勝利・小舟浩治・小松和彦: 数値波動解析法による港内波分布の計算, 港湾技術研究所報告, 第 14 巻, 第 3 号, 1975, pp. 35~58.
 - 26) Harms, V. M.: Diffraction of waves by shore-connected breakwater, Jour. Hydraulic Division, Proc. ASCE, Vol. 105, No. HY12, 1979, pp. 1501~1519.

3. 島堤による波の回折

3.1 概 説

島堤, すなわち島状防波堤は防波堤の一つの形式として実際の港でもしばしば用いられている。また, 海岸浸食防止のために築造される離岸堤も島堤の一形態と考えられる。

こうした島堤に波が作用すると, 島堤の前面には反射波が生じるが, 島堤が消波堤である場合には, 反射波高は島堤の反射率に比例して減少し, 島堤によって反射波のエネルギーは一部消散される。一方, 島堤背後には回折波が廻り込んでくる。島堤によるこのような波の反射・回折は海中構造物による波の散乱現象と本質的には同じものである。島堤による散乱波は島堤背後では回折波となって, その波高を減じるため, 背後海域は静穏になるが, 島堤前面ではその散乱波は反射波となって, 前面海域を大きくじょう乱させる。このように島堤の周辺海域では, 場所的に波高が大きく異なるため, 島堤を実際の港に設置する場合には, 島堤周囲の波高分布を的確に推定したうえで, 島堤の長さおよびその方向を決定しなければならない。

また, 近年, 防波堤の延長や埋立護岸の建設に伴って, 反射波で小型船舶の航行が危険になったり, 港内に反射波が進入するようになって, 係留船舶が被害を受けたりする問題が発生している。そこで, 防波堤を建設あるいは延長した場合や埋立護岸を建設した場合に, 反射波が前面海域でどのように減衰しながら伝播するかを推定することが重要になってきている。この場合, 防波堤や護岸の反射面を島堤と考え, 島堤前面の反射波を計算することによって反射波の影響度を近似的に推定することが考えられる。

このように島堤による散乱波の解析は, 島堤そのものによる反射・回折の問題ばかりでなく, 防波堤や護岸からの反射波の推定にも重要となる。島堤による波の散乱の問題はこのように重要であるにもかかわらず, これに関する研究は少ない。

田中¹⁾は半無限堤に対する Sommerfeld の解析解を重ね合わせることによってその近似解を提案している。また, 和田^{2), 3)}は, Helmholtz の方程式に関連する境界値問題を Wiener-Hopf 法で解く解法のうち Jones の方法を用いて, 島堤による波の回折の問題を解いている。この結果によると, 島堤の長さが5波長以上では, 半無限堤に対する解の重ね合わせによる近似解が成り立つが, 島堤がこれよりも短くなると, 両端よりの相互干渉が強

なり, 近似解を補正する必要があることを示している。しかし, 和田の解法は, 島堤近傍では計算の信頼度が低く, 島堤沿いの波高分布あるいは波圧の算定には利用できない。

伊藤および谷本⁴⁾は数値波動解析法で島堤沿いの波高分布を計算している。しかし, 数値波動解析法では数値計算上島堤面上の計算ができないので, 島堤沿いの波高分布として島堤近傍の値を用いている。

Stiassinie および Dagan⁵⁾ は, 著者と同様に Mathieu 関数を用いて島堤による回折波を計算しているが, エネルギー比で回折波高を整理しており, 計算結果は実用的でない。

Harms⁶⁾ は, Green 関数を用いて孤立構造物による回折波の波高を計算しているが, 薄い構造物では計算時間が非常に長くなるため, 薄い構造物の背後の波高分布が半無限堤の解の重ね合わせによる結果と非常によく一致することから, 薄い構造物では重ね合わせ法で計算している。

以上のように, 各種の方法で島堤による波の散乱の問題が解かれているが, 実際の海の波のような, 方向スペクトルを有する不規則波の回折計算に応用することを考えると, 半無限防波堤に対する解の重ね合わせによる近似解が非常に有効である。しかし, この近似解の適用性およびその範囲については十分な検討がなされていない。そこで, 本章においては, 島堤に対する厳密解を導き, 厳密解と近似解とを比較することによって近似解の適用範囲を明らかにすると同時に, 実験によって厳密解および近似解の妥当性を検討する。

3.2 島堤による波の回折の厳密解

(1) 楕円柱体による波の散乱の厳密解

流体および流体運動, 境界条件に関して, 2.2 (1) で仮定した a) ~ e) の仮定を設けることによって微小振幅波理論が適用できる。島堤は, 短軸が無限小になった楕円柱体と考えることができるので, 式 (2.16) で表わされる 図-2.2 のような楕円座標を考え, まず, 楕円柱体による波の散乱の解を求める。

入射波の速度ポテンシャルを ϕ_i , 楕円柱体による散乱波の速度ポテンシャルを ϕ_s とすると, 仮定によって楕円柱体の境界面では

$$\frac{\partial}{\partial \xi}(\phi_i + \phi_s)|_{\xi=\xi_0} = 0 \quad (3.1)$$

となる。ここに, ξ_0 は楕円座標による楕円境界面を示している。入射波の速度ポテンシャルを

$$\Phi_i = \frac{igH_i}{2\sigma \cosh kh} \phi_i(\xi, \theta) \cosh k(h+z) e^{i\sigma t} \quad (3.2)$$

で表わすと、 $\phi_i(\xi, \theta)$ は Mathieu 関数および変形 Mathieu 関数によって式 (2.72) のように表わすことができる。

楕円柱体から無限に遠ざかった領域では、楕円柱体の存在による影響は失なわれ、入射波のみが存在することになって、 Φ_s はいわゆる radiation 条件を満足しなければならないことになる。そこで、 Φ_s を

$$\Phi_s = \frac{igH_i}{2\sigma \cosh kh} \phi_s(\xi, \theta) \cosh k(h+z) e^{i\sigma t} \quad (3.3)$$

のように式 (3.2) と同じ形で表わすと、 $\phi_s(\xi, \theta)$ が radiation 条件を満足することになり、Mathieu 関数および変形 Mathieu 関数によって、次式のように表わすことができる。

$$\begin{aligned} \phi_s(\xi, \theta) = & \sum_{n=0}^{\infty} [C_{2n} \text{Me}_{2n}^{(2)}(\xi; k_1^2) \\ & \times \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\alpha; k_1^2) \\ & + S_{2n+2} \text{Ne}_{2n+2}^{(2)}(\xi; k_1^2) \\ & \times \text{se}_{2n+2}(\theta; k_1^2) \text{se}_{2n+2}(\alpha; k_1^2) \\ & + C_{2n+1} \text{Me}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \\ & \times \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\alpha; k_1^2) \\ & + S_{2n+1} \text{Ne}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \\ & \times \text{se}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \text{se}_{2n+1}(\alpha; k_1^2)] \quad (3.4) \end{aligned}$$

ここに、 α は 図-3.1 に示されているような入射波の進

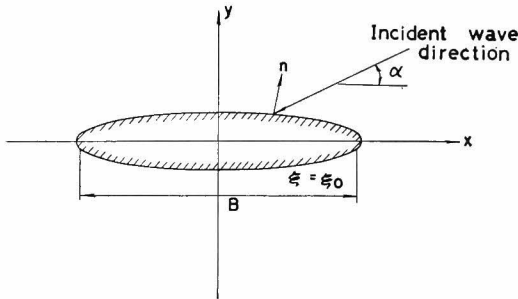


図-3.1 楕円柱体による波の散乱の座標系

入角度であり、 $k_1 = Bk/4 = \pi B/2L$ で、 B は楕円の焦点距離である。また、 C_{2n} 、 S_{2n+2} 、 C_{2n+1} および S_{2n+1} はつぎのように決定される未知定数である。

式 (3.2) および (3.3) を式 (3.1) の境界条件に代入し、Mathieu 関数の直交性を利用すると、未知定数は次式のように定まる。

$$C_{2n} = - \frac{2\text{Ce}_{2n}'(\xi_0; k_1^2)}{p_{2n} \text{Me}_{2n}^{(2)'}(\xi_0; k_1^2)} \quad \left\{ \right.$$

$$\left. \begin{aligned} C_{2n+1} &= - \frac{2i \text{Ce}_{2n+1}'(\xi_0; k_1^2)}{p_{2n+1} \text{Me}_{2n+1}^{(2)'}(\xi_0; k_1^2)} \\ S_{2n+1} &= - \frac{2i \text{Se}_{2n+1}'(\xi_0; k_1^2)}{s_{2n+1} \text{Ne}_{2n+1}^{(2)'}(\xi_0; k_1^2)} \\ S_{2n+2} &= - \frac{2\text{Se}_{2n+2}'(\xi_0; k_1^2)}{s_{2n+2} \text{Ne}_{2n+2}^{(2)'}(\xi_0; k_1^2)} \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

楕円柱体周囲の速度ポテンシャルを Φ とおくと、

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_i + \Phi_s \\ &= \frac{igH_i}{2\sigma \cosh kh} \phi(\xi, \theta) \cosh k(h+z) e^{i\sigma t} \quad (3.6) \end{aligned}$$

となり、 $\phi(\xi, \theta)$ は

$$\begin{aligned} \phi(\xi, \theta) &= \phi_i(\xi, \theta) + \phi_s(\xi, \theta) \\ &= \exp [2ik_1 (\cosh \xi \cos \theta \cos \alpha \\ &\quad + \sinh \xi \sin \theta \sin \alpha)] \\ &\quad - \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{2\text{Ce}_{2n}'(\xi_0; k_1^2)}{p_{2n} \text{Me}_{2n}^{(2)'}(\xi_0; k_1^2)} \text{Me}_{2n}^{(2)}(\xi; k_1^2) \right. \\ &\quad \times \text{ce}_{2n}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\alpha; k_1^2) \\ &\quad + \frac{2\text{Se}_{2n+2}'(\xi_0; k_1^2)}{s_{2n+2} \text{Ne}_{2n+2}^{(2)'}(\xi_0; k_1^2)} \text{Ne}_{2n+2}^{(2)}(\xi; k_1^2) \\ &\quad \times \text{se}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \text{se}_{2n+2}(\alpha; k_1^2) \\ &\quad + i \left\{ \frac{2\text{Ce}_{2n+1}'(\xi_0; k_1^2)}{p_{2n+1} \text{Me}_{2n+1}^{(2)'}(\xi_0; k_1^2)} \text{Me}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \right. \\ &\quad \times \text{ce}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(\alpha; k_1^2) \\ &\quad + \frac{2\text{Se}_{2n+1}'(\xi_0; k_1^2)}{s_{2n+1} \text{Ne}_{2n+1}^{(2)'}(\xi_0; k_1^2)} \text{Ne}_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \\ &\quad \times \text{se}_{2n+1}(\theta; k_1^2) \text{se}_{2n+1}(\alpha; k_1^2) \left. \right\} \left. \right] \quad (3.7) \end{aligned}$$

となって、楕円柱体周囲の波高比 K_d は、次式で与えられる。

$$K_d = |\phi(\xi, \theta)| \quad (3.8)$$

また、楕円柱体に働く波圧は、Bernoulli の定理から次式で計算できる。

$$p = - \frac{w_0}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial t} - w_0 z \quad (3.9)$$

ここに、 p は楕円柱体に働く水压、 w_0 は水の単位体積重量である。式 (3.9) を用いた楕円柱体に働く波圧については、著者らの研究^{7),8)}がある。

(2) 円柱構造物による回折散乱波の解

楕円柱体は、長軸と短軸の長さが等しくなれば円柱体になるので、楕円柱体による散乱波の解は円柱の場合も包含しているはずである。そこで、楕円柱体に対する解を用いて、円柱体の解を求め、すでに得られている解と比較する。

式 (2.16) から、
 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$

$$= \frac{B}{2} \sqrt{\cosh^2 \xi - \sin^2 \theta} \quad (3.10)$$

$$\tan \theta_r = y/x$$

$$= \tanh \xi \tan \theta \quad (3.11)$$

のように、 r および θ_r を定義すると、 (r, θ_r) は極座標になる。境界上では、式 (3.10) から、

$$r_0 = \frac{B}{2} \sqrt{\cosh^2 \xi_0 - \sin^2 \theta} \quad (3.12)$$

となり、式 (3.12) の両辺に波数 k を乗じて、 $r_0 k = \text{const.}$ とした状態で ξ_0 を大きくすると、楕円を円に漸近させることができる。これは波長に対する構造物の大きさを一定に保って、円柱に近づけることを意味する。その結果、

$$\left. \begin{aligned} \cosh \xi_0 &\approx \sinh \xi_0 \\ \tanh \xi_0 &\approx 1 \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

となる。さらに、 kr_0 は一定であるから、 kB は ξ_0 の増大に伴って減少し、

$$k_1 = kB/4 \approx 0 \quad (3.14)$$

となる。このとき、

$$\left. \begin{aligned} r_0 &\approx \frac{B}{2} \cosh \xi_0 \approx \frac{B}{2} \sinh \xi_0 \\ \theta_r &\approx \theta \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

である。 $k_1 \rightarrow 0$ の場合、式 (2.26) から、

$$\left. \begin{aligned} ce_n(\theta; k_1^2) &= \cos n\theta_r \\ se_n(\theta; k_1^2) &= \sin n\theta_r \quad (n \geq 1) \end{aligned} \right\} \quad (3.16)$$

となり、 $n=0$ の場合は式 (2.34) によって、

$$ce_0(\theta; k_1^2) = A_0^{(0)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (3.17)$$

となる。同様に、 ξ の関数は、 $kr \approx 2k_1 \cosh \xi \approx 2k_1 \sinh \xi$ の関係を用いると、

$$\left. \begin{aligned} Ce_{2n}(\xi; k_1^2) &\approx (-1)^n p_{2n} J_{2n}(kr) \\ Ce_{2n+1}(\xi; k_1^2) &\approx (-1)^n p_{2n+1} J_{2n+1}(kr) \\ Se_{2n+1}(\xi; k_1^2) &\approx (-1)^n s_{2n+1} J_{2n+1}(kr) \\ Se_{2n+2}(\xi; k_1^2) &\approx (-1)^n s_{2n+2} J_{2n+2}(kr) \\ Me_{2n}^{(2)}(\xi; k_1^2) &\approx (-1)^n p_{2n} H_{2n}^{(2)}(kr) \\ Me_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) &\approx (-1)^n p_{2n+1} H_{2n+1}^{(2)}(kr) \\ Ne_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) &\approx (-1)^n s_{2n+1} H_{2n+1}^{(2)}(kr) \\ Ne_{2n+2}^{(2)}(\xi; k_1^2) &\approx (-1)^n s_{2n+2} H_{2n+2}^{(2)}(kr) \end{aligned} \right\} \quad (3.18)$$

となる。また、

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \approx kr \frac{\partial}{\partial r} \quad (3.19)$$

であるから、式 (3.16) ~ (3.19) を式 (3.7) に代入して整理すると、

$$\phi = \exp[ikr \cos(\theta_r - \alpha)] - \frac{J_0'(kr_0)}{H_0^{(2)}(kr_0)} H_0^{(2)}(kr)$$

$$- 2 \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{J_n'(kr_0)}{H_n^{(2)}(kr_0)} H_n^{(2)}(kr) \cos(\theta_r - \alpha) \quad (3.20)$$

となる。この式 (3.20) は、田中⁹⁾や MacCamy および Fuchs¹⁰⁾ が求めた円柱による回折散乱波の式に一致する。このように、楕円柱体による波の散乱の式は、円柱構造物に対しても適用できることがわかる。

(3) 島堤による回折散乱波の解

式 (2.16) において、 $\xi_0 \rightarrow 0$ とすると、楕円柱体は

$$\left. \begin{aligned} x_0 &= \frac{B}{2} \cos \theta \\ y_0 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.21)$$

で表われ、長さ B 、厚さ 0 の島堤に変換できる。

$\xi_0 \rightarrow 0$ の場合、式 (2.46) と (2.48) から、

$$\lim_{\xi_0 \rightarrow 0} Ce_{2n}'(\xi_0; k_1^2) = \lim_{\xi_0 \rightarrow 0} Ce_{2n+1}'(\xi_0; k_1^2) = 0 \quad (3.22)$$

となり、式 (3.7) は次のように簡単になる。

$$\begin{aligned} \phi &= \exp[2ik_1(\cosh \xi \cos \theta \cos \alpha \\ &\quad + \sinh \xi \sin \theta \sin \alpha)] \\ &\quad - \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{2Se_{2n+2}'(0; k_1^2)}{s_{2n+2} Ne_{2n+2}'(0; k_1^2)} Ne_{2n+2}^{(2)}(\xi; k_1^2) \right. \\ &\quad \times se_{2n+2}(\theta; k_1^2) se_{2n+2}(\alpha; k_1^2) \\ &\quad + i \frac{2Se_{2n+1}'(0; k_1^2)}{s_{2n+1} Ne_{2n+1}'(0; k_1^2)} Ne_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \\ &\quad \left. \times se_{2n+1}(\theta; k_1^2) se_{2n+1}(\alpha; k_1^2) \right] \end{aligned} \quad (3.23)$$

式 (3.23) において $\theta=0$ あるいは π とおくと、

$$se_n(0; k_1^2) = se_n(\pi; k_1^2) = 0 \quad (3.24)$$

となり、式 (3.23) は次式のように散乱波の項が消える。

$$\phi(\xi, \theta)|_{\theta=0, \pi} = \exp[\pm 2ik_1 \cosh \xi \cos \alpha] \quad (3.25)$$

ここに、式 (3.25) の右辺の正負の符号は $\theta=0$ とし正、 $\theta=\pi$ のとき負である。その結果、 $|\phi(\xi, \theta)|_{\theta=0, \pi}|=1$ となる。これは x 軸上、つまり島堤の延長線上では島堤の前面での散乱波と背面での散乱波が逆位相になって、互に打ち消し合い、入射波の項だけが残るためである。また、 x 軸方向から波が入射してくる $\alpha=0$ または π の場合も、

$$\phi(\xi, \theta) = \exp[\pm 2ik_1 \cosh \xi \cos \theta] \quad (3.26)$$

となって、この場合は全海域で島堤の影響は現われない。このことは実際現象からも当然予想されるところである。

次に、島堤に対して直角方向から波が入射する場合について考えると、この場合、 $\alpha=\pi/2$ であるから

$$se_{2n+2}\left(\frac{\pi}{2}; k_1^2\right) = 0 \quad (3.27)$$

となり、式 (3.23) は次式のように簡単になる。

$$\begin{aligned} \phi &= \exp [2ik_1 \sinh \xi \sin \theta] \\ &- i \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2Se'_{2n+1}(0; k_1^2)}{s_{2n+1} Ne_{2n+1}^{(2)'}(0; k_1^2)} Ne_{2n+1}(\xi; k_1^2) \\ &\times se_{2n+1}(\theta; k_1^2) se_{2n+1}\left(\frac{\pi}{2}; k_1^2\right) \end{aligned} \quad (3.28)$$

ここで、 $se_{2n+1}(\theta; k_1^2) = se_{2n+1}(\pi - \theta; k_1^2)$ の関係があるから、

$$\phi(\xi, \pi - \theta) = \phi(\xi, \theta) \quad (3.29)$$

となって、 y 軸に関して波高分布は対称となることがわかる。

式 (3.23) において、散乱波の項のみ取り出すと、

$$\begin{aligned} \phi_s(\xi, \theta) &= - \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{2Se'_{2n+2}(0; k_1^2)}{s_{2n+2} Ne_{2n+2}^{(2)'}(0; k_1^2)} Ne_{2n+2}^{(2)}(\xi; k_1^2) \right. \\ &\times se_{2n+2}(\theta; k_1^2) se_{2n+2}(\alpha; k_1^2) \\ &+ i \frac{2Se'_{2n+1}(0; k_1^2)}{s_{2n+1} Ne_{2n+1}^{(2)'}(0; k_1^2)} Ne_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \\ &\left. \times se_{2n+1}(\theta; k_1^2) se_{2n+1}(\alpha; k_1^2) \right] \end{aligned} \quad (3.30)$$

となり、 $se_n(\theta; k_1^2)$ は奇関数であるから、次の関係が求まる。

$$\phi_s(\xi, -\theta) = -\phi_s(\xi; \theta) \quad (3.31)$$

両辺の絶対値を取ると $|\phi_s(\xi, -\theta)| = |\phi_s(\xi, \theta)|$ となるので、散乱波のみの波高は島堤の法線に関して対称となり、位相は π だけずれることがわかる。

(4) 島堤付近の波高比の計算

実際の数値計算に当っては、収束のよい次の関数形⁽¹⁾を用いた。

$$\left. \begin{aligned} &Se_{2n+1}(\xi; k_1^2) \\ &= (s_{2n+1}/B_1^{(2n+1)}) \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r B_{2r+1}^{(2n+1)} \\ &\quad \times [J_r(v_1)J_{r+1}(v_2) - J_{r+1}(v_1)J_r(v_2)] \\ &Se_{2n+2}(\xi; k_1^2) \\ &= (s_{2n+2}/B_2^{(2n+2)}) \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r B_{2r+2}^{(2n+2)} \\ &\quad \times [J_r(v_1)J_{r+2}(v_2) - J_{r+2}(v_1)J_r(v_2)] \\ &Ne_{2n+1}^{(2)}(\xi; k_1^2) \\ &= (s_{2n+1}/B_1^{(2n+1)}) \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r B_{2r+1}^{(2n+1)} \\ &\quad \times [J_r(v_1)H_{r+1}^{(2)}(v_2) - J_{r+1}(v_1)H_r^{(2)}(v_2)] \\ &Ne_{2n+2}^{(2)}(\xi; k_1^2) \\ &= (s_{2n+2}/B_2^{(2n+2)}) \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r B_{2r+2}^{(2n+2)} \\ &\quad \times [J_r(v_1)H_{r+2}^{(2)}(v_2) - J_{r+2}(v_1)H_r^{(2)}(v_2)] \end{aligned} \right\} \quad (3.32)$$

ここに、 $v_1 = k_1 e^{-\xi}$ 、 $v_2 = k_1 e^{\xi}$ である。

計算に用いた級数項の数については、式 (2.103) および (2.104) から決めた。図-3.2 は、 $B/L=2$ 、 $\alpha=30^\circ$ の場合の厳密解による島堤周辺の波高の平面分布を示している。図中の数字は入射波高に対する波高比を示す。この図でわかるように、島堤前面では波高の大きい部分と小さい部分が交互に現れ、入射波と反射波が互いに重なり合っているのがわかる。波高の大きい部分 ($K_d > 1.5$) と小さい部分 ($K_d < 0.5$) が島堤付近で反射方向に交互に並んでいるけれども、島堤から遠ざかるに従って、これらの部分は幾何光学的な反射領域から右側入射波直進領域に移動する傾向を示している。島堤背後では、波高の小さい部分はほぼ入射波方向に流されたような形状を示しているが、島堤から離れるに従って幾何光学的な陰の部分から右側入射波直進領域に拡がる傾向を示している。島堤すぐ背後では波高の小さい部分が x 方向に交互に現われ、特に波高の小さい、 $K_d < 0.1$ の部分は島堤の左端から 0.3 波長程度離れた防波堤すぐ背後に現われている。

3.3 島堤による波の回折の近似解

(1) 近似解の誘導

図-3.3 に示すように、島堤に対して α の角度から波が入射してくる場合を考える。この場合、島堤の両端で波は回折されて背後に廻り込んでくるが、この回折が島堤の両端で独立に起り、相互に干渉しないと仮定すれば、島堤の左端を堤端とし、右側に半無限に延びた防波堤による回折波と、島堤の右端を堤端とし、左側に半無限に延びた防波堤による回折波とを相互の位相のずれを考慮して重ね合わせれば島堤による回折波の解が近似的に求まることになる。

半無限堤による回折波の解、式 (2.111) を応用すれば、島堤の左側を堤端する半無限堤による表面波は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr_1 \cos(\theta_1 - \alpha) + \frac{\pi}{4} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{kB}{2} \cos \alpha \right\} \right] \\ &\times \left[\left\{ C(\gamma_{11}) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{11}) + \frac{1}{2} \right\} \right] \\ &+ \frac{K_r}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr_1 \cos(\theta_1 + \alpha) + \frac{\pi}{4} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{kB}{2} \cos \alpha \right\} \right] \\ &\times \left[\left\{ C(\gamma_{12}) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{12}) + \frac{1}{2} \right\} \right] \end{aligned} \quad (3.33)$$

ここに、 (r_1, θ_1) は 図-3.3 に示す極座標、 K_r は島堤の

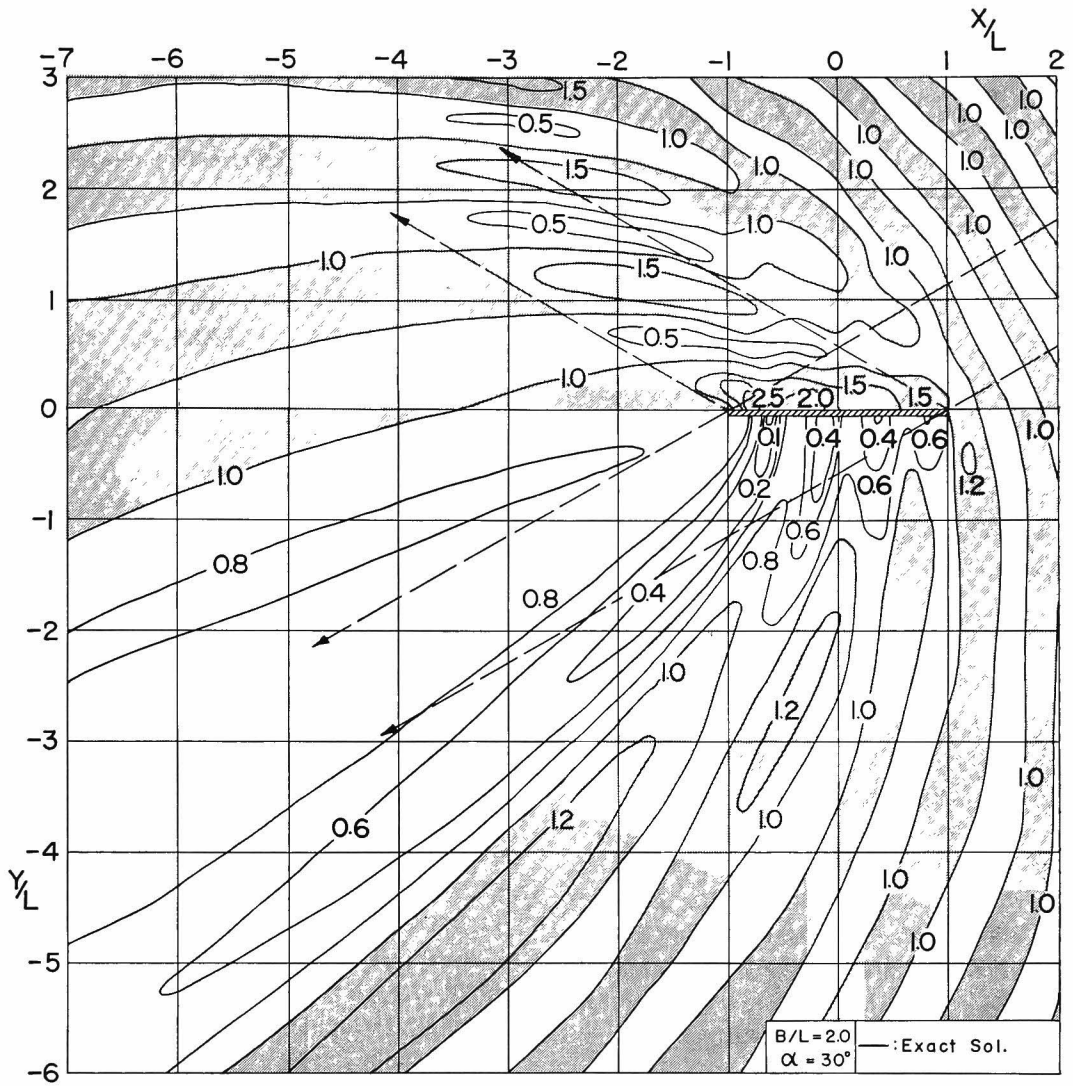


図-3.2 島堤周辺の波高の平面分布

反射率, $(kB/2) \cos \alpha$ は島堤中央での入射波に対する左側島堤端の入射波との位相差を示す。また, $C(r)$ および $S(r)$ は式 (2.107) で与えられる Fresnel 積分であり, また r_{11} および r_{12} は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} r_{11} &= \sqrt{4kr_1/\pi} \cos \frac{\theta_1 - \alpha}{2} \\ r_{12} &= \sqrt{4kr_1/\pi} \cos \frac{\theta_1 + \alpha}{2} \end{aligned} \right\} \quad (3.34)$$

さらに, 島堤右側端による回折波の解は, 次式のようになる。

$$\begin{aligned} \phi_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr_2 \cos (\theta_2 - \pi + \alpha) + \frac{\pi}{4} + \frac{kB}{2} \cos \alpha \right\} \right] \\ &\times \left[\left\{ C(r_{21}) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(r_{21}) + \frac{1}{2} \right\} \right] \\ &+ \frac{K_r}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr_2 \cos (\theta_2 + \pi - \alpha) + \frac{\pi}{4} + \frac{kB}{2} \cos \alpha \right\} \right] \\ &\times \left[\left\{ C(r_{22}) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(r_{22}) + \frac{1}{2} \right\} \right] \end{aligned} \quad (3.35)$$

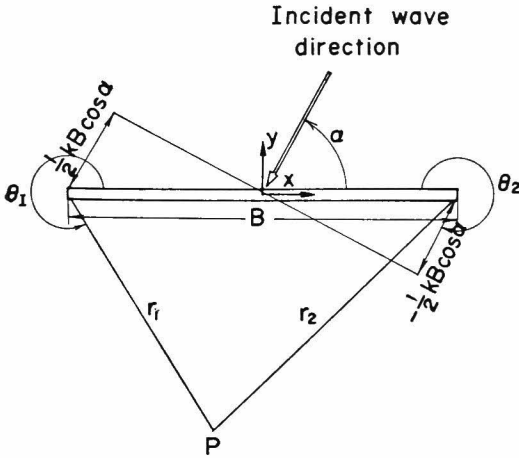


図-3.3 島堤による波の回折計算の座標系

ここに、 (r_2, θ_2) は図-3.3 に示す極座標、 γ_{21} および γ_{22} は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{21} &= \sqrt{4kr_2/\pi} \cos \frac{\theta_2 - \pi + \alpha}{2} \\ \gamma_{22} &= \sqrt{4kr_2/\pi} \cos \frac{\theta_2 + \pi - \alpha}{2} \end{aligned} \right\} \quad (3.36)$$

島堤背後の海域については、幾何光学的な陰の部分では散乱波だけが存在し、その両側は散乱波と入射波が存在するので、表面波の式 ϕ_b としては

$$\phi_b = \phi_1 + \phi_2 \quad (3.37)$$

で与えられる。しかし、島堤前面では、表面波の解を式 (3.37) のように単に加え合わせたのでは、入射波と反射波が重複するので、それらを差し引いておく必要がある。その結果、島堤前面の表面波の近似解 ϕ_f は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \phi_f &= \phi_1 + \phi_2 - \exp[ikr \cos(\theta - \alpha)] \\ &\quad - K_r \exp[ikr \cos(\theta + \alpha)] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr_1 \cos(\theta_1 - \alpha) + \frac{\pi}{4} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{kB}{2} \cos \alpha \right\} \right] \\ &\quad \times \left[\left\{ C(\gamma_{11}) - \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{11}) - \frac{1}{2} \right\} \right] \\ &\quad + \frac{K_r}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr_1 \cos(\theta_1 + \alpha) + \frac{\pi}{2} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{kB}{2} \cos \alpha \right\} \right] \\ &\quad \times \left[\left\{ C(\gamma_{12}) - \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{12}) - \frac{1}{2} \right\} \right] \\ &\quad + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr_2 \cos(\theta_2 - \pi + \alpha) + \frac{\pi}{4} \right. \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\left. \left. + \frac{kB}{2} \cos \alpha \right\} \right] \\ &\quad \times \left[\left\{ C(\gamma_{21}) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{21}) + \frac{1}{2} \right\} \right] \\ &\quad + \frac{K_r}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr_2 \cos(\theta_2 + \pi - \alpha) + \frac{\pi}{4} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{kB}{2} \cos \alpha \right\} \right] \\ &\quad \times \left[\left\{ C(\gamma_{22}) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{21}) + \frac{1}{2} \right\} \right] \quad (3.38) \end{aligned}$$

ここに、 (r, θ) は島堤中央を原点にしたときの極座標で、 θ は θ_1 と同じ方向にとっている。

$K_r=1$ の場合、 $|x| \leq B/2$ の島堤面上では式 (3.37) および (3.38) は境界条件を完全に満足している。一方、島堤の延長線上 ($|x| > B/2, y=0$) で式 (3.37) および (3.38) が一致しなければ波の連続性が保たれないが、両式を比較すると、この線上では不連続になる。これについては、3.3 (3) で詳細に検討する。

(2) 近似解と厳密解との比較

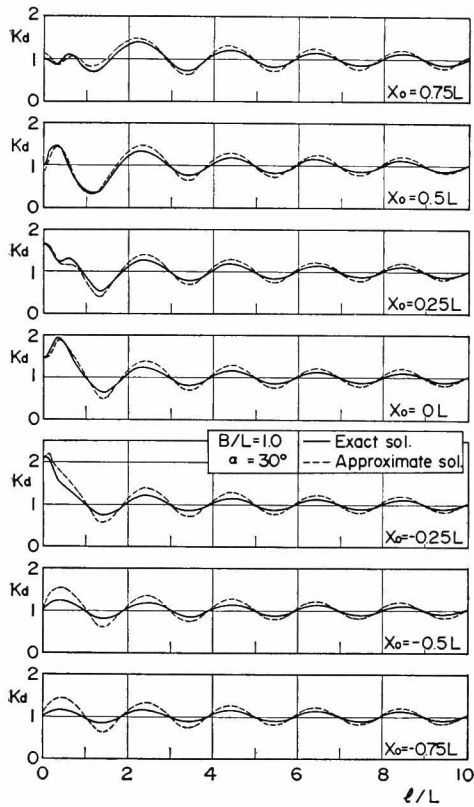
比較は、厳密解の成り立つ、完全反射堤についてなされた。

1) 島堤前面での比較

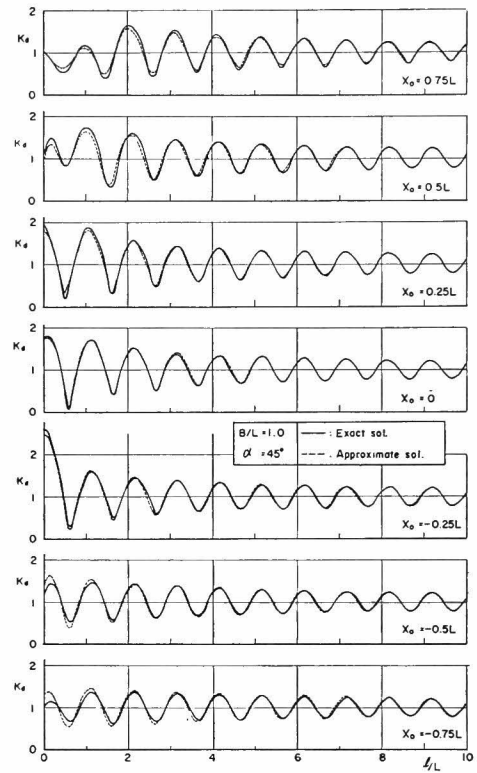
島堤前面の波高に関して近似解と厳密解とを比較するために、図-3.3 に示す座標系で x 軸上の $(x_0, 0)$ 点から反射波の進行方向に向って 1/8 波長毎に 10 波長まで波高比の分布を計算した。計算によって得られた近似解と厳密解の波高比は、図-3.4 および 3.5 に比較して示す。比較を行ったケースは、 $B/L=1$ では波の進入角度が $\alpha=30^\circ, 45^\circ$ および 90° の 3 ケース、 $B/L=3$ では $\alpha=30^\circ$ の 1 ケースである。各図とも、厳密解は実線、近似解は点線で示されている。図中の l は $(x_0, 0)$ から反射波方向に測った距離である。

図-3.4 (a) は $B/L=1, \alpha=30^\circ$ の場合の図である。近似解と厳密解とでは、極大波高および極小波高の現われる位置はほとんど同じであるが、 l/L が小さいときに極大波高と極小波高の付近で両理論解の差が顕著になる。特に、この差は $x_0/L \leq -0.5$ となる線上で大きく、 $x_0/L = -0.5$ で、 $l/L=0.5$ の点では近似解は厳密解の 1.2 倍になっている。両理論解の差は l/L が増大するにつれて小さくなる傾向を示す。また、両者の波高分布形は非常によく類似しており、近似解の適合性はよい。

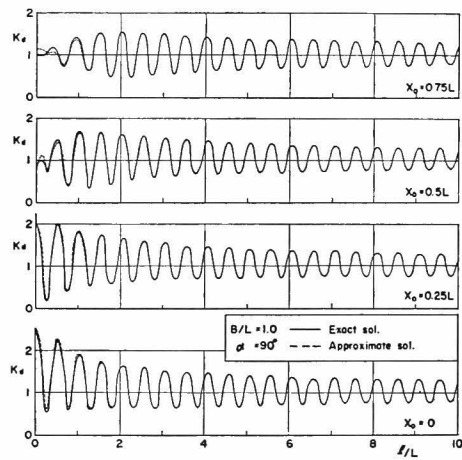
図-3.4 (b) は $B/L=1$ で、 $\alpha=45^\circ$ の場合の図である。波の進入角度が大きくなったため、近似解と厳密解との一致は、 $\alpha=30^\circ$ の図-3.4 (a) より非常によくなっている。特に、 $l/L > 4$ では両理論解の差はほとんどな



(a) $\alpha = 30^\circ$



(b) $\alpha = 45^\circ$



(c) $\alpha = 90^\circ$

図-3.4 $B/L=1$ における島堤前面の波高分布

い。この場合も $x_0/L < -0.5$ では他に比して差が大きい傾向を示す。 $\alpha=45^\circ$ と大きくなったので、波高の変動間隔、つまり極大あるいは極小波高間の距離は小さくなっている。

図-3.4 (c) は、 $B/L=1$, $\alpha=90^\circ$ の場合の図である。 α が大きいので、近似解と厳密解との一致はさらによくなり、 $l/L > 1$ では両者はほとんど差がない。また、波高の変動間隔は $0.5L$ になっている。

α を変化させたこれら3つの図から、近似解は α が 90° になるにつれて厳密解に一致するようになり、その精度が向上することがわかる。

図-3.5 は、 $\alpha=30^\circ$ で、 $B/L=3$ と島堤の長さを相対的に大きくした場合の図である。この図と $B/L=1$ の図-3.4 (a) とを比較してわかるように、 B/L が大きくなると、近似解と厳密解との差は小さくなり、近似解の精度は向上する。

2) 島堤沿いの波高分布

図-3.6 (a)~(d) は、島堤沿いの波高分布を比較したものである。比較は $B/L=1$ と 3 , $\alpha=15^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ および 90° についてなされた。これらの図で、前面沿いの波高分布は上に、背面沿いの波高分布は下に示してある。

前面沿いの波高分布は、 $0.5 \sim 1.0L$ 間隔で波を打った形をしており、 $\alpha=90^\circ$ のときに最大間隔になっている。

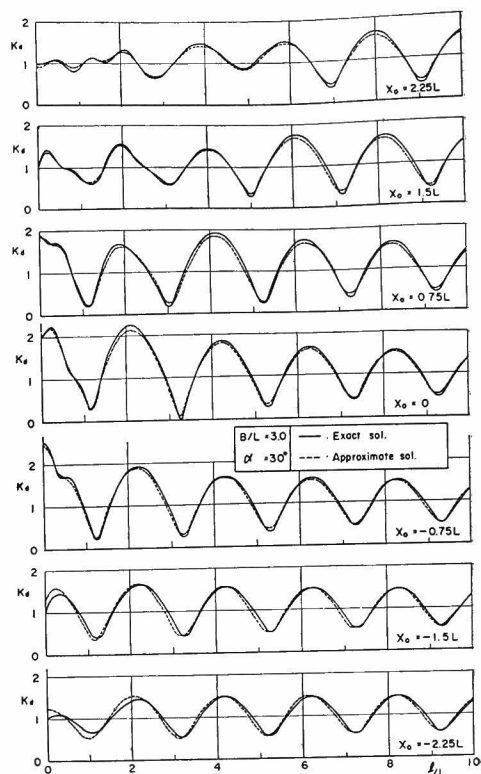
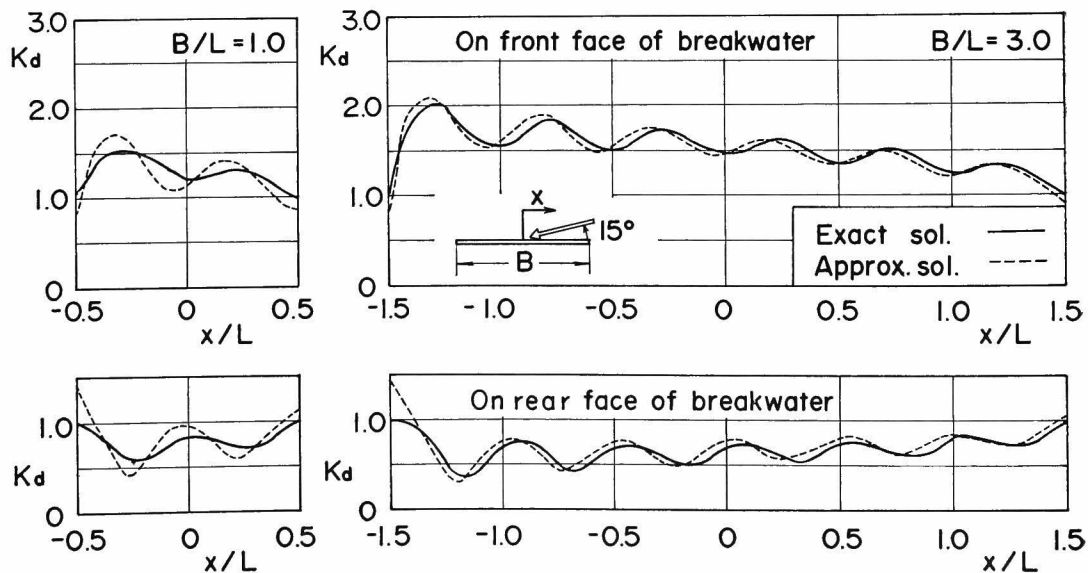
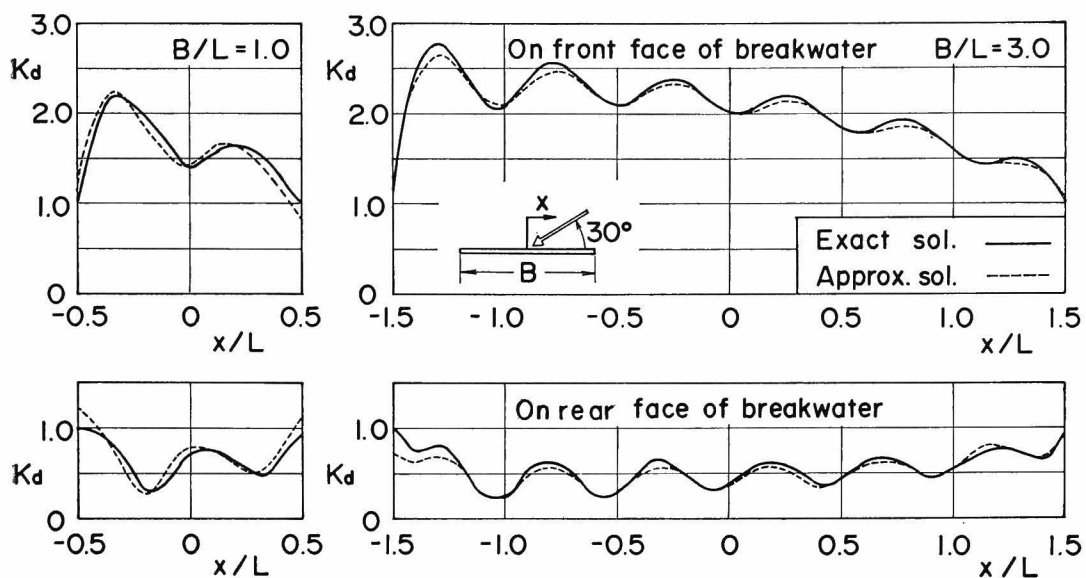


図-3.5 $B/L=3$ における島堤前面の波高分布 ($\alpha=30^\circ$)

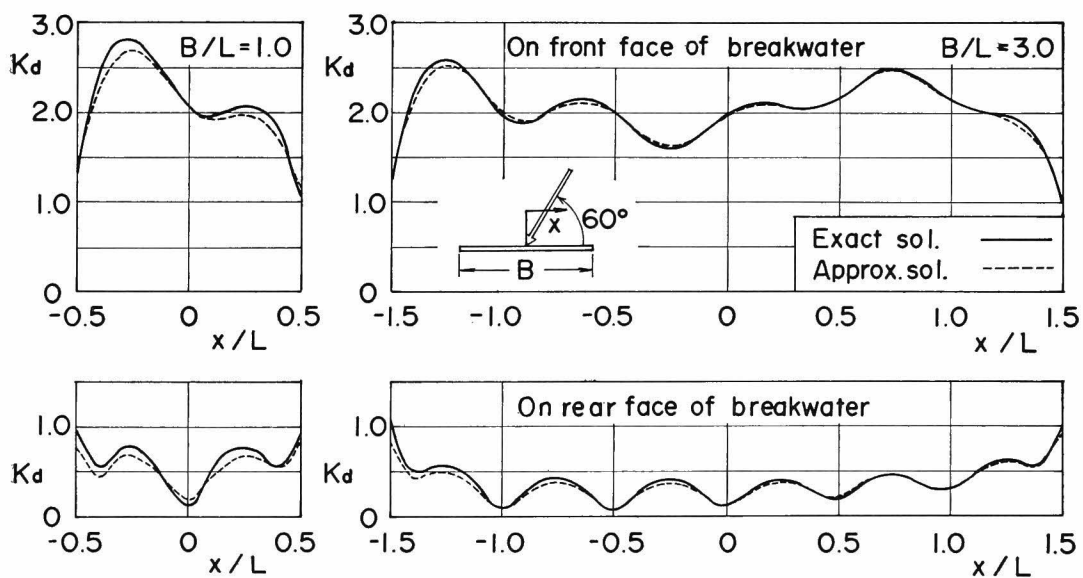


(a) $\alpha=15^\circ$

図-3.6 (1) 島堤沿いの波高分布

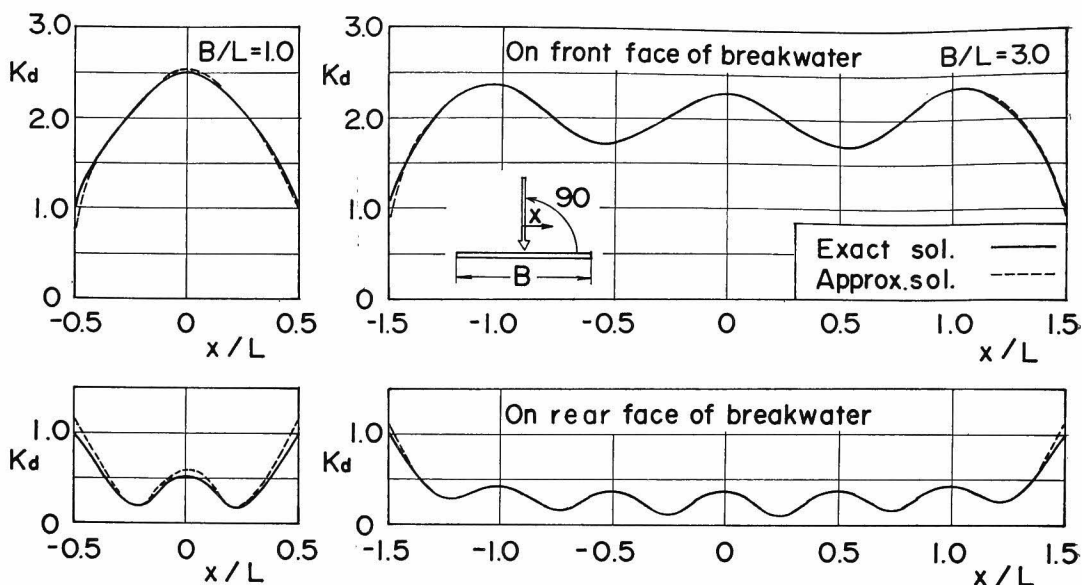


(b) $\alpha = 30^\circ$



(c) $\alpha = 60^\circ$

图-3.6 (2)



(d) $\alpha=90^\circ$

図-3.6 (3)

波高の変動量は、最大のもので入射波高程度であるが、同一進入角度では B/L が小さいほど大きい。最大波高は、 $\alpha=30^\circ$ の場合、 $B/L=1$ で $(K_d)_{\max}=2.2$ 、 $B/L=3$ で $(K_d)_{\max}=2.8$ となって、 B/L が大きい方が大きい。しかし、 $\alpha=60^\circ$ の場合、最大波高は $B/L=1$ で $(K_d)_{\max}=2.8$ 、 $B/L=3$ で $(K_d)_{\max}=2.6$ となる。このように最大波高は α および B/L の値によってかなり変動する。背面での波高の位相のずれも考慮しなければならないが、このように $(K_d)_{\max}>2$ となる点が現れることは、島堤には二次元的な重複波の波力以上の力が作用すると考えられる。著者らの研究¹²⁾によると、波の進入角

度によっては島堤の堤端から 0.2 波長付近において重複波の波力強度の 1.8 倍の波力が働くことがある。

最大波高の生じる位置は、 $B/L=1$ の $\alpha=90^\circ$ で島堤中央部、他の場合は島堤の左端付近に生じて、 α および B/L によってその位置を移動している。

3) 島堤背後の波高の平面分布

島堤背後の波高の平面分布を 図-3.7~3.9 に示す。

図-3.7 および 3.8 は $B/L=1$ 、図-3.9 は $B/L=3$ の場合である。各図の (a) は厳密解による波高分布を示し、(b) は近似解による波高分布を示している。

図-3.7 は $B/L=1$ 、 $\alpha=30^\circ$ の場合である。厳密解

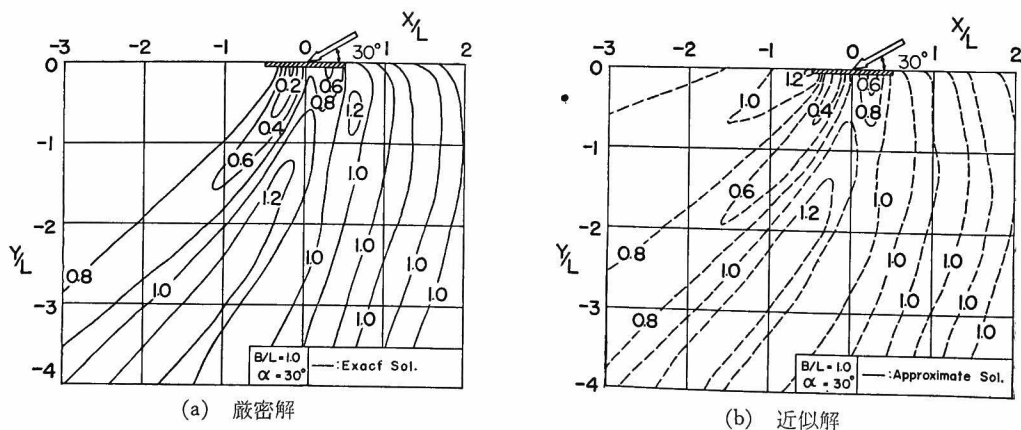
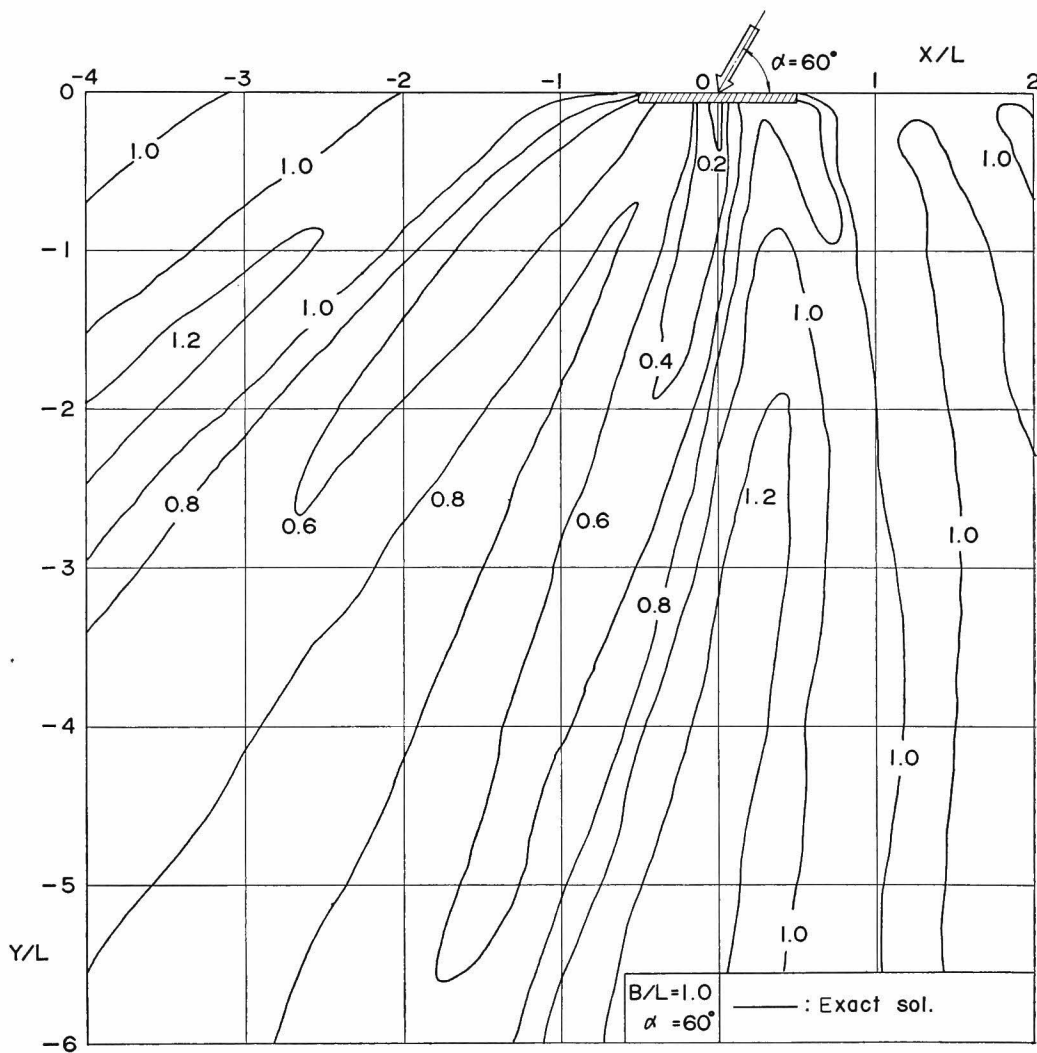


図-3.7 $B/L=1$ および $\alpha=30^\circ$ の場合の回折図

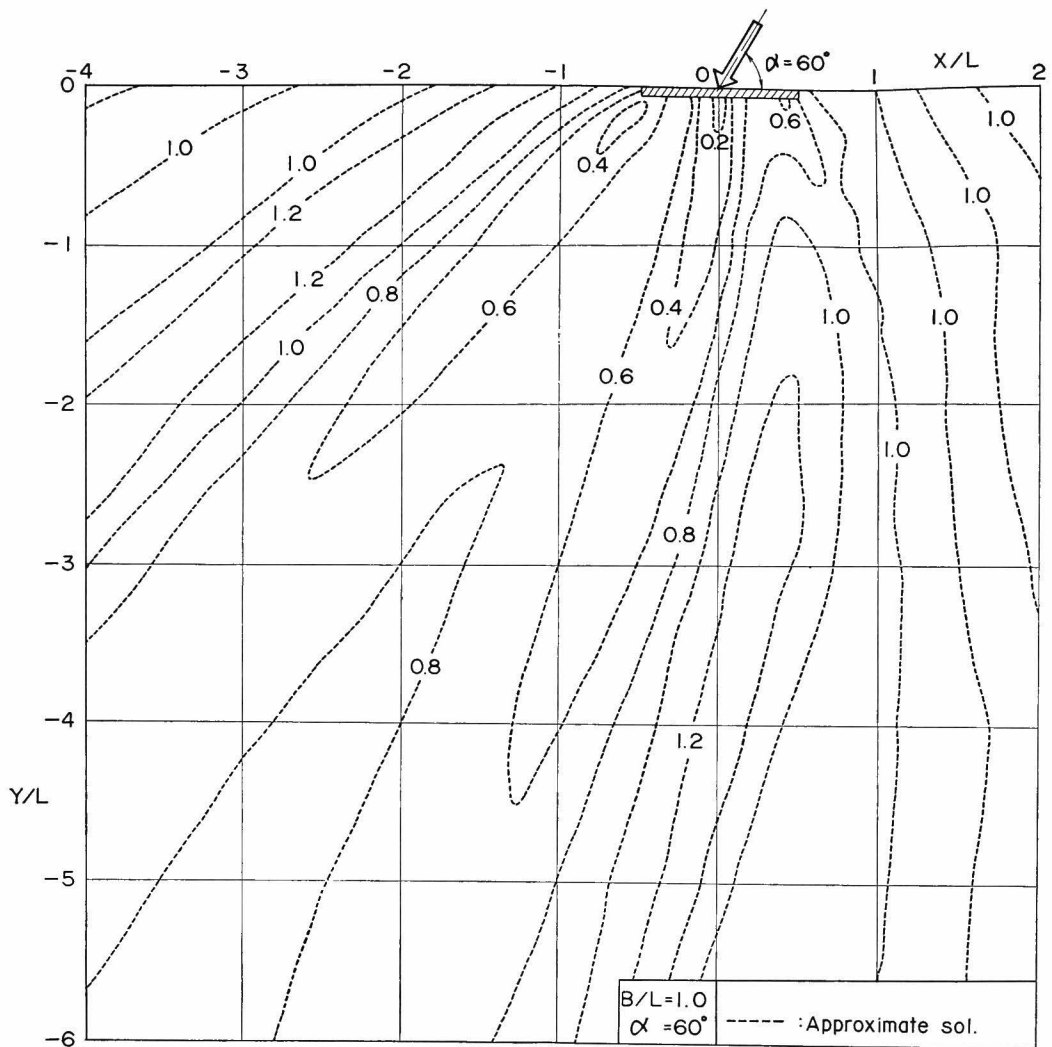
と近似解とを比較してみると、島堤によって遮蔽されている領域外で、 $x/L < -1$ の領域で大きな差が両理論解の間に現われるけれども、その他の領域では、波高の分布形状は非常によく似ている。遮蔽領域外の $x/L < -0.5$ の領域では、厳密解では $K_a = 0.8 \sim 1$ の間にあるのに対し、近似解では $K_a = 0.8$ や 1.2 の等波高比線が現われている。また、島堤直背後で厳密解では、 $K_a = 0.2$ の線が現われているが、近似解では現われていない。 $K_a < 0.2$ の領域は非常に小さく、ここでの差は問題にするほど大きくないと考えられる。

図-3.8 は $B/L=1$, $\alpha=60^\circ$ の場合である。波の進入角度が $\alpha=60^\circ$ と大きくなった関係で、近似解の近似精度はかなりよくなっているが、 $\alpha=30^\circ$ の場合と同様に、島堤遮蔽領域外の $x/L < -0.5$ の領域では近似精度がやや落ちる。例えば、厳密解では $K_a=1.2$ の線が $x/L=-2.5$, $y/L=-0.9$ の点までしか延びていないのに、近似解では島堤の延長線まで達している。また、 $x/L=-0.5$ の島堤端付近に近似解では $K_a=0.4$ の線が現われているのに、厳密解ではない。この領域外でも近似解と厳密解との間には波高の分布形に微妙な差はあ



(a) 厳密解

図-3.8 (1) $B/L=1$ および $\alpha=60^\circ$ の場合の回折図



(b) 近似解

図-3.8 (2)

るが、問題にするほど大きくはない。

図-3.9 は $B/L=3$, $\alpha=30^\circ$ の図である。島堤の長さを $3L$ と、長くとしたので、図-3.7 の $B/L=1$ と比較していくらか近似解は厳密解に近くなったようであるが、図を比較しただけでは驚くほど向上したとはいえない。この場合も、島堤遮蔽領域外の $x/L < -1.5$ の領域においては両理論解の差が大きい。

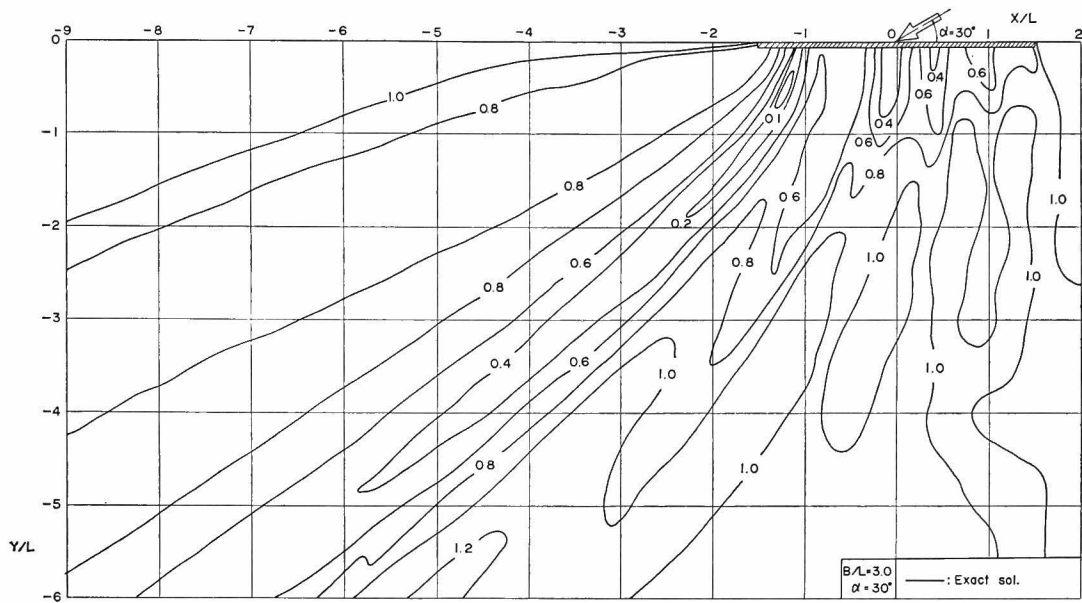
図-3.7~3.9 から、島堤背後では波高の低い部分、例えば $K_d < 0.4$ の部分は非常に限られた狭い範囲にのみ存在し、その位置は α や B/L の値によって変るうえ

に、 $K_d > 1.2$ にもなる波高の高い部分も島堤背後に現われてくるので、港口部前面に島堤を建設して港口部に入射する波の波高を減少させようとする場合、波高と周期に十分配慮して島堤の長さおよび傾きを決定しないと、かえって波高の高い波を港口部から進入させることになりかねない。

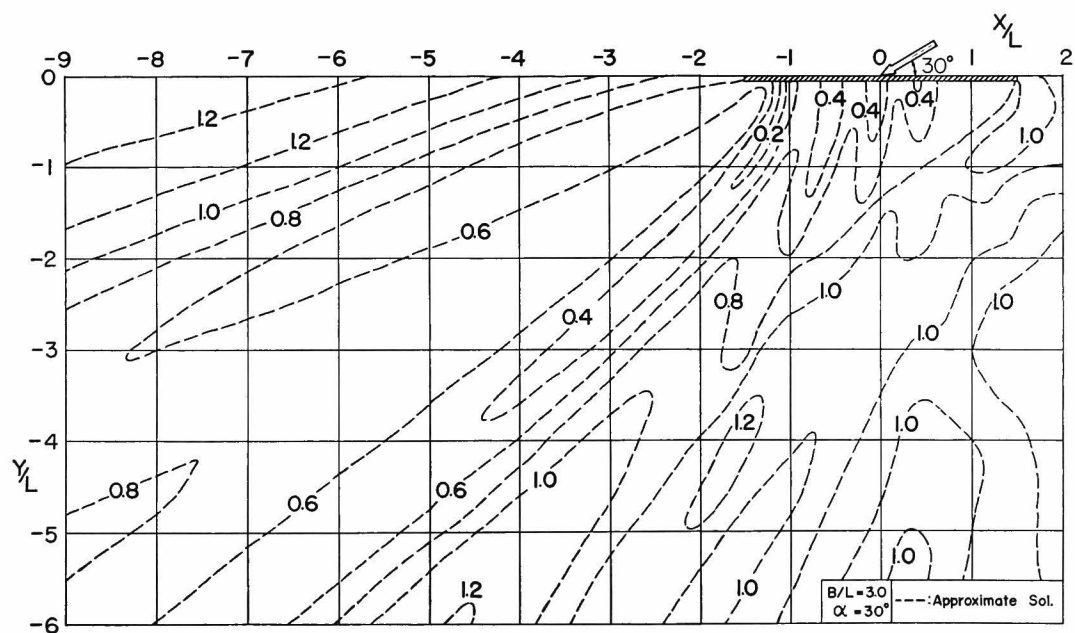
(3) 近似解の適用範囲

島堤による回折波の近似解は、厳密解との比較によってつぎのような特性をもつことがわかった。

- ① 波の進入角度 α が小さいと精度が悪くなる。



(a) 厳密解



(b) 近似解

図-3.9 $B/L=3$ および $\alpha=30^\circ$ の場合の回折図

② 波長に対する島堤長 B/L が小さくなると、近似精度が悪くなる。

③ 近似精度の悪くなる部分は、島堤の遮蔽領域外の $x < -B/2$ の領域である。

このような特性を持つ近似解に関してその適用範囲を明確にしておくことは、近似解を用いて計算した結果の精度を検討するうえで重要である。

3.3 (1) で述べたように、 $K_r=1$ の完全反射の島堤の場合、式 (3.37) および (3.38) は島堤上での境界条件は完全に満足しているが、 $|x| > B/2$, $y=0$ の島堤延長線上での波高の連続条件は保たれていない。一方、厳密解は $|x| > B/2$, $y=0$ の線上では $K_d=1$ となることだが、3.2 (3) でわかっている。そこで、 $|x| > B/2$, $y=0$ における近似解の波高比が $K_d=1$ からどの程度ずれているか検討すれば、近似解の適用範囲が明確になると考えられる。まず、 $K_r=1$ の完全反射堤について検討する。

i) $x < -B/2$, $y=0$ の線上

島堤前面の式 (3.38) は、この線上では $\theta_1=\pi$, $\theta_2=0$, $r_1=|x|-B/2$, $r_2=|x|+B/2$ とおくことによって、次式のようになる。

$$\begin{aligned} \phi_f|_{x < -B/2, y=0} = & [\{ C(\gamma_{21}) + S(\gamma_{21}) \} \\ & + i \{ C(\gamma_{21}) - S(\gamma_{21}) \}] \\ & \times \exp[-k|x| \cos \alpha] \end{aligned} \quad (3.39)$$

ここに、

$$\gamma_{21} = \sqrt{4k \left(|x| + \frac{B}{2} \right)} \pi \sin \frac{\pi}{2} \quad (3.40)$$

である。

一方、島堤背面の式 (3.37) は、 $\theta_1=\pi$, $\theta_2=2\pi$, $r_1=|x|-B/2$, $r_2=|x|+B/2$ とおくことによって、

$$\begin{aligned} \phi_b|_{x < -B/2, y=0} = & [2 - C(\gamma_{21}) - S(\gamma_{21}) \\ & - i \{ C(\gamma_{21}) - S(\gamma_{21}) \}] \\ & \times \exp[-ik|x| \cos \alpha] \end{aligned} \quad (3.41)$$

となる。

式 (3.39) および (3.41) からわかるように、この線上では、

$$\phi_f|_{x < -B/2, y=0} \approx \phi_b|_{x < -B/2, y=0} \quad (3.42)$$

で、 $\phi_f|_{x < -B/2, y=0} = \phi_b|_{x < -B/2, y=0}$ となるのは、 $|x| = \infty$ のときだけである。また、 $|x| = \infty$ では $K_d = |\phi_f|_{x < -B/2, y=0}| = |\phi_b|_{x < -B/2, y=0}| = 1$ となる。

ii) $x > B/2$, $y=0$ の線上

島堤前面の式 (3.38) は同様に、

$$\begin{aligned} \phi_f|_{x > B/2, y=0} = & [\{ C(\gamma_{11}) + S(\gamma_{11}) \} \\ & + i \{ C(\gamma_{11}) - S(\gamma_{11}) \}] \end{aligned}$$

$$\times \exp[ikx \cos \alpha] \quad (3.43)$$

となる。ここに、

$$\gamma_{11} = \sqrt{4k \left(x + \frac{B}{2} \right)} \pi \cos \frac{\alpha}{2} \quad (3.44)$$

である。

また、島堤背後の式 (3.37) は、

$$\begin{aligned} \phi_b|_{x > B/2, y=0} = & [2 - C(\gamma_{11}) - S(\gamma_{11}) \\ & - i \{ C(\gamma_{11}) - S(\gamma_{11}) \}] \\ & \times \exp[ikx \cos \alpha] \end{aligned} \quad (3.45)$$

となる。したがって、

$$\phi_f|_{x > B/2, y=0} \approx \phi_b|_{x > B/2, y=0} \quad (3.46)$$

となり、両式が等しくなるのは $x = \infty$ のときだけである。

Fresnel 積分 $C(\gamma)$ と $S(\gamma)$ は、 γ が大きくなるにつれて単調増加し、ある γ の値から $1/2$ の周りを振動しながら $1/2$ に収束する関数である。このような Fresnel 積分の特性から γ が大きいほど速く $1/2$ に収束する。式 (3.40) と (3.44) を比較すると、 $0 < \alpha < \pi/2$ では、同じ $|x|$ で $\gamma_{21} < \gamma_{11}$ である。たとえば、 $\alpha = \pi/6$ の場合、 $\gamma_{11} \approx 3.7\gamma_{21}$ となる。 $\gamma_{21} < \gamma_{11}$ であるため、 $k(|x|+B/2)$ の少しの増加で、式 (3.43) および (3.45) の絶対値は急速に 1 に収束するが、式 (3.39) および (3.41) の絶対値はゆっくりと 1 に収束する。また、 $\gamma_{21} < \gamma_{11}$ であるため、式 (3.39) および (3.41) の絶対値は式 (3.43) および (3.45) の絶対値より 1 から大きくずれることになる。以上のことから、 $0 < \alpha < \pi/2$ の範囲では、近似解の精度は式 (3.39) と式 (3.41) の値に大きく支配されることになり、このことが前述の近似解の特性 ③ の原因である。そこで、近似解の誤差を最大 20% 以内に抑えようとするれば、 $|x| > B/2$ に対して常に $1 - 0.2 < \phi_b|_{x < -B/2, y=0}|$, $\phi_f|_{x < -B/2, y=0}| < 1 + 0.2$ を満足する B/L にすればよい。設定した誤差の範囲を満足する最小の B/L を限界島堤長と呼んで $(B/L)_0$ で表わすことにすると、 $\alpha = \pi/2$ のときの $(B/L)_0$ は 10% の誤差で 4.4, 20% の誤差で 1.0 と計算される。 $\alpha = \pi/2$ のときの $(B/L)_0$ を $(B/L)_{90}$ で表わすと、 $0 < \alpha < \pi/2$ における $(B/L)_0$ は式 (3.40) から、

$$\begin{aligned} (B/L)_0 = & (B/L)_{90} \sin^2 \pi/4 / \sin^2 \frac{\alpha}{2} \\ = & \frac{1}{2} (B/L)_{90} / \sin^2 \frac{\alpha}{2} \end{aligned} \quad (3.47)$$

となる。これを図示したのが 図-3.10 の実線である。また、図中の破線は従来用いられている仮想島堤長による方式で求めた限界値を示し、次式で与えられる。

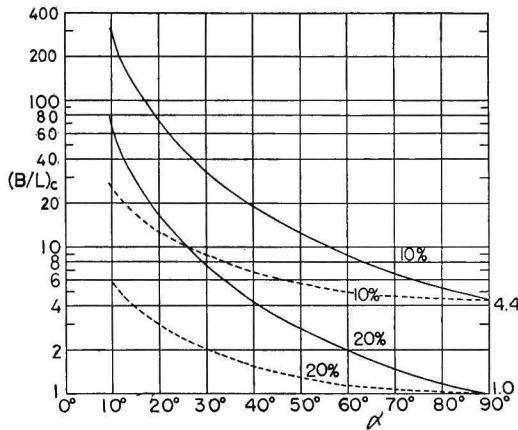


図-3.10 近似解の適用限界

$$(B/L)_0 = (B/L)_{90} / \sin \alpha \quad (3.48)$$

最大の誤差を 20% 以内に抑えるためには、近似解は $\alpha=30^\circ$ の場合 $B/L > 7.5$ の島堤にしか適用できないことになる。しかし、図-3.10 で与える $(B/L)_0$ は最大の誤差を 10% あるいは 20% に抑える場合の限界の島堤長を示したものであって、島堤遮蔽域あるいは $x > B/2$ の入射波直進領域ではこの誤差より小さくなっている。

島堤が捨石や消波ブロックから成っていて消波堤と考えられる場合、これについては厳密解が与えられないので、推定するだけであるが、完全反射の島堤に対する厳密解から判断して、 $|x| > B/2$, $y=0$ では $K_d=1$ と推定される。一方、近似解については誤差の大きい $x < -B/2$, $y=0$ の線上を考えればよいことが、完全反射堤の場合からわかっているので、例として式 (3.37) の島堤背後のものを考えると、

$$\begin{aligned} \phi_b | x < -B/2, y=0 \\ = & \left[1 + K_r + \frac{1-K_r}{2} \{C(\gamma_{11}) + S(\gamma_{11})\} \right. \\ & + i\{C(\gamma_{11}) - S(\gamma_{11})\} - \frac{1+K_r}{2} \{C(\gamma_{21}) + S(\gamma_{21})\} \\ & \left. + i\{C(\gamma_{21}) - S(\gamma_{21})\} \right] \exp[-ik|x| \cos \alpha] \end{aligned} \quad (3.48)$$

となる。ここに、 γ_{21} は式 (3.40) と同じであるが、 γ_{11} は次式のようになる。

$$\gamma_{11} = \sqrt{4k \left(|x| - \frac{B}{2} \right)} / \pi \sin \frac{\alpha}{2} \quad (3.49)$$

式 (3.48) の絶対値は式 (3.41) の絶対値より厳密解で求まる $K_d=1$ の値に近い。このため、消波堤の場合の限界島堤長は図-3.10 で与えられる限界島堤長より小

さくしてもよいと推定される。

3.4 実験による理論の妥当性の検証

(1) 実験装置

実験水槽は港湾技術研究所水工部の中型平面水槽(図-3.11)である。この水槽は長さ 30 m, 幅 20 m, 深さ 1

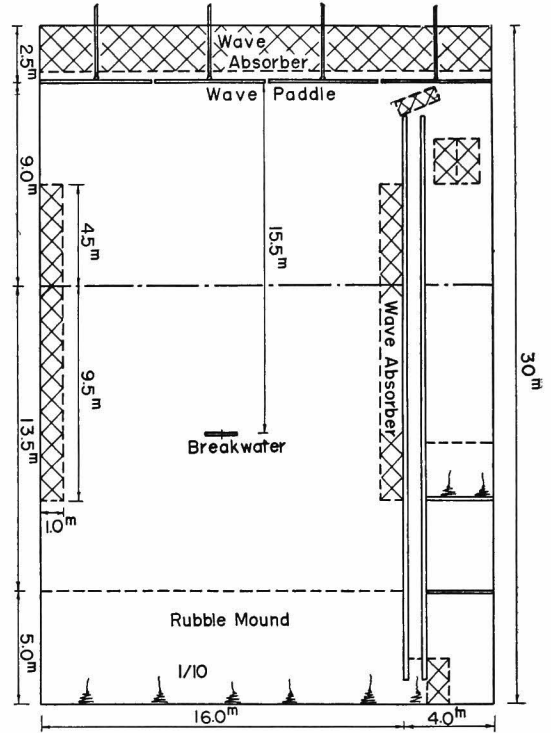


図-3.11 中型平面水槽の諸元と模型島堤の設置位置

m のコンクリート造で、水槽側壁に長さ 25 m のレールが敷かれ、台車が設置されている。この台車はスパン 20 m, 幅 1 m で、1/2 馬力のモータが取り付けられてあり、定速度 2 m/min で自走できる。

消波装置としては、高さ 0.5 m, 幅 1 m, 長さ 2 m のステンレス切断片を入れたかごを図-3.11 のように側壁沿いに設置し、奥壁には 1/10 勾配に砕石を敷いた。

造波装置は、200 V, 20 Hp のモータを用い、2 段減速を行った後に変形フラップ型の造波板を駆動する方式である。造波板は 5 m づつ 4 枚に分れている。

実験波の周期設定には光電式のタイムカウンターを用い、波高計としては抵抗線式波高計、増幅器として 4 チャンネルの水位測定増幅器、記録には同じく 4 チャンネルの直線書きペンオシログラフを用いた。この水位測定増幅器は直線性がよく、また相互干渉を起しにくいた

め、抵抗線式波高計を 20 cm 程度まで互いに近づけて使用することができる。

堤体は、写真-2.1 に示したものと同一のもので、逆 T 字型断面をしている。この場合も堤体の転倒を防ぐため約 10 kg/個の長方形重錘を張り出し部に置いた。

(2) 実験条件

入射波および水深は、

- i) 水槽底面の凹凸による波形および波高変化を避ける、
- ii) 水槽が屋外にあるために起る風の影響を小さくする、
- iii) 線型理論が十分適用できる範囲の波とする、
- iv) 堤体長と波長の比 (B/L) を 0.5~5 内におさえる、

の 4 点を考慮して、周期 $T=0.9$ sec、波高 $H=4$ cm、水深 $h=40$ cm と決めた。しかし、入射波を検定した結果では、図-3.12 のような分布を示し、入射波の波高分布は必ずしも一様でない。これは、模型堤体からの反射波が側壁によって再度反射されるのを防ぐために設置し

た側壁沿いの消波工や水槽の幅方向に発生する cross wave の影響だと思われる。この 図-3.12 に基づき、側壁から十分離れていて、波高が比較的一様になっている場所に堤体を設置した。その位置は 図-3.11 に示されているように、造波板から 15.5 m の水槽中央部である。入射波高としては堤体設置位置付近の平均波高を用いた。その結果、入射波の諸元は 表-3.1 のようになった。

表-3.1 入射波の諸元

Wave height H [cm]	Wave period T [sec]	Wave length L [cm]	Relative depth h/L	Wave steepness H/L
4.1	0.9	120	0.333	0.0342

表-3.2 実験ケース

Experimental case	Length of breakwater B [m]	Wave approaching angle α	B/L
1	0.9	90°	0.75
2	1.8	90°	1.5
3	1.8	30°	1.5
4	3.6	30°	3.0
5	3.6	15°	3.0
6	3.6	7.5°	3.0

実験は 表-3.2 に示す 6 ケースについて行った。ケース 1 と 2 は波の進入角度が堤体に直角で、 B/L がそれぞれ 0.75 と 1.5 である。ケース 3 は波の進入角度が $\alpha=30^\circ$ で、 $B/L=0.75$ と小さく、近似解と厳密解の差が大きくなると予想される場合である。これによって実験値がどちらの理論解に近いかが検討できると予想される。ケース 4、5 および 6 は波の進入角度を漸次小さくして、沿い波の現象が現われるかどうか調べるために行った。

ケース 1、2 および 3 の波高測点は 図-3.13~3.15 に示してある。図中の点は各測点、実線は台車に波高計をセットし、台車を動かしながら波高を測定した測線を示す。

ケース 4~6 は堤体沿いの波高分布のみを 10 cm 間隔に測定した。堤体沿いの測点は堤体から 0.5 cm 離れた点である。

(3) 実験値と理論値の比較

堤体を設置して波を作用させると、波向に直角な堤体では堤体の両端から、また、堤体が傾いている場合には造波板から遠い堤端から二次じょう乱波が生じているのが観測されたが、このじょう乱波はその振幅が小さく、

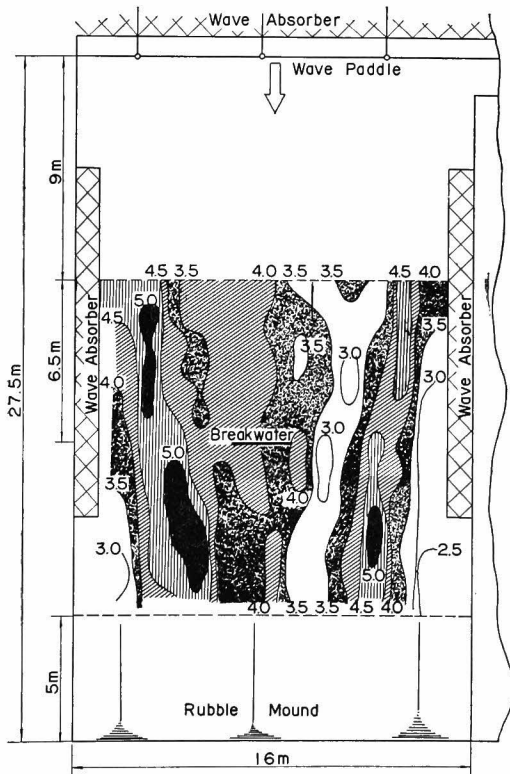


図-3.12 入射波の波高の平面分布

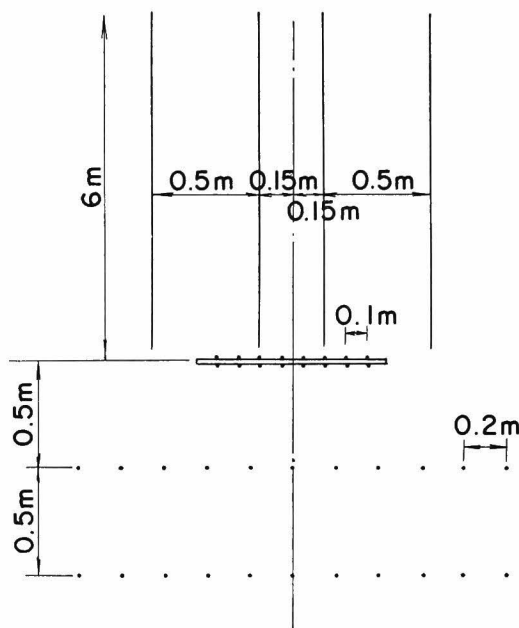


図-3.13 ケース 1 における測点

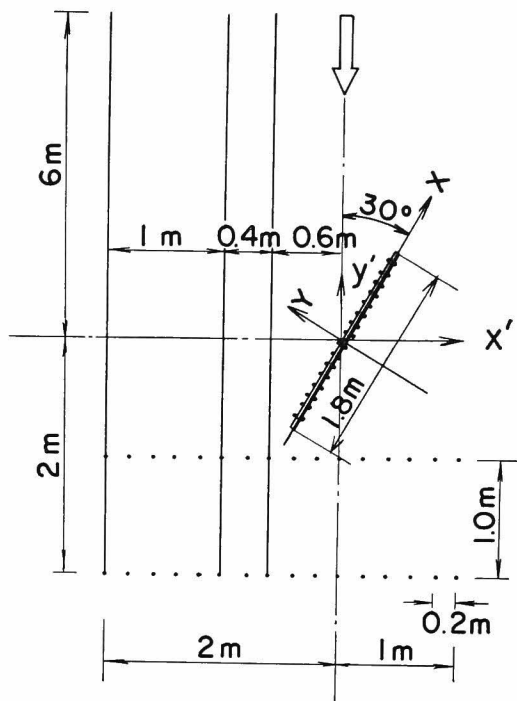


図-3.15 ケース 3 における測点

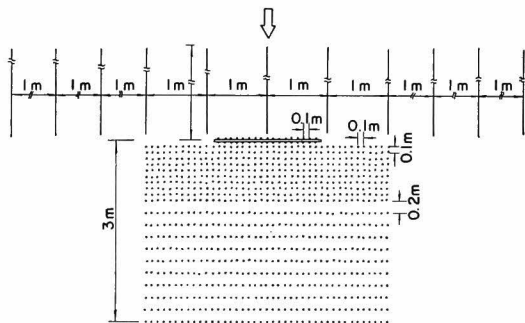


図-3.14 ケース 2 における測点

波形記録上にはほとんど現われなかった。

実験値を整理する都合上、図-3.16 に示すような 2 種類の座標系を用いた。すなわち (x, y) 座標では島堤沿いの方向に x 軸を取り、それに直角な方向に y 軸をとっており、また (x', y') 座標では、波の入射方向とは逆方向に y' 軸をとり、それと直角な方向に x' 軸をとっている。

i) ケース 1 ($B/L=0.75$ および $\alpha=90^\circ$ の場合)

図-3.17 は、堤体前面の波高分布を $x=0.15\text{ m}$ および 0.65 m 線に沿って示したもので、図-3.18 は堤体沿いおよび堤体背後の波高分布を $y=0\text{ m}$ 、 -0.5 m および -1.0 m の線上に沿って示したものである。

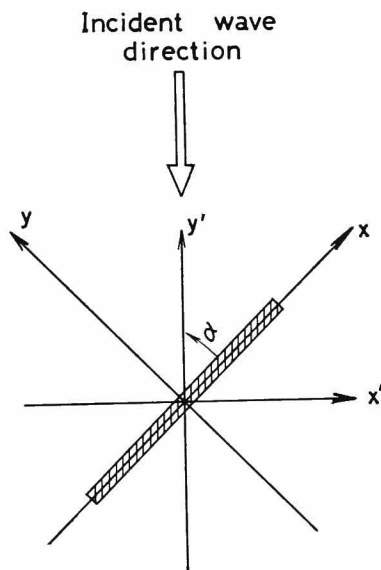


図-3.16 図面説明用の座標系

実線の厳密解と点線の近似解は、島堤前面および島堤沿いでは $x=0.65\text{ m}$ 、 $y/L=0$ の点近くで 0.25 だけ異なる部分を除けば、 0.1 以内の差で非常によく一致して

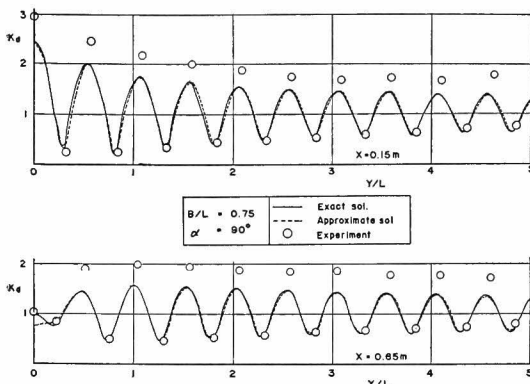


図-3.17 島堤前面の波高に関する実験値と理論値の比較 (ケース 1)

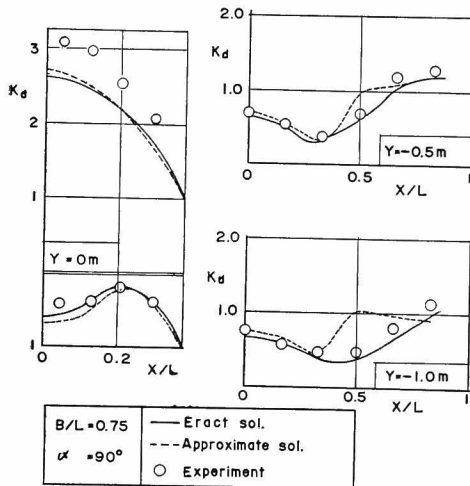


図-3.18 島堤沿いおよび背後の波高に関する実験値と理論値の比較 (ケース 1)

いる。しかし、島堤背後の $y = -0.5\text{ m}$ および -1.0 m の線上では $x/L = 0.5$ 付近で両者は大きく異なり、近似解による値が $y = -0.5\text{ m}$ の線上では最大 0.3, $y = -1.0\text{ m}$ の線上では最大 0.6 だけ厳密解による値より大きい。 $x/L = 0.5$ の点は島堤端から外側に 27.5 cm 離れた点であることや $B/L = 0.75$ と小さいことを考えると、3.3 (3) で述べた理由によってこの大きな差の原因が説明できる。

島堤前面の実験値は、台車移動による連続測定のうち波高が極大あるいは極小となる地点での波高比を示している。図-3.17 に示すように、極大および極小波高の現われる位置は理論によるものと非常に近いが、 y/L が増

大するにつれて少しずつずれてゆく傾向にある。これは、理論に用いた波長を微小振幅波理論で計算しているのに対し、波の有限振幅性のため実際の波長は少し長くなっていることによるものと推定される。極小波高の値は理論と実験とでよく一致しているが、極大波高については実験値は理論値の 1.2~1.4 倍程度高い。このように大きな差が極大波高に関して現われた原因として、

- i) 図-3.12 に示すように入射波高が一様でない、
- ii) 風の影響で入射波高が変動する、
- iii) 造波機を連続駆動しているため、造波板による再反射波の影響が入る、

などの諸点が考えられるが、iii) が主要な原因だと思われる。

図-3.18 に示す島堤沿いと背後の波高に関しては、島堤前面沿いの波高は実験値が大きく、理論値の約 1.2 倍になっているが、島堤背面沿いでは実験値は理論値によく一致している。また、 $y = -0.5\text{ m}$ および -1.0 m の線上では、実験値は厳密解とよく一致しており、明らかに厳密解の妥当性を示している。

2) ケース 2 ($B/L = 1.5$ および $\alpha = 90^\circ$ の場合)

島堤前面の波高分布は図-3.19 に示してある。この図において、実線の厳密解と点線の近似解は $x = 2 \sim 5\text{ m}$ の線上で $y/L < 1$ のとき 0.1 に程度の差があるけれども、よく一致した分布形を示している。実験値については、記録紙上で極大波高と極小波高が明らかにわかる部分はその波高を、明らかにでない部分は $L/4$ 毎に波高をプロットしている。実験値の極小波高は理論値とよい一致を示しているが、極大波高は理論値より大きく、理論値の 1.5 倍近くにもなる場合がある。実験値の増大の原因としては、前述の i)~iii) のうち iii) が最も主要な原因であると推測される。

図-3.20 には、堤体沿いの波高分布と背後 $y = -0.5\text{ m}$, -1.0 m および -2.0 m の線沿いの波高分布が示してある。この堤体沿いの波高分布の測定では、造波板による再反射波の影響を除くため、再反射波が堤体に達する以前に実験を終えた。その結果、堤体沿いの波高分布の実験値は、前面でも背面でも理論値とよく一致した。このことから考えても、島堤前面の波高分布で実験値が理論値より大きくなる主要な原因が造波板による再反射波だと推測される。実験値は $y = -0.5\text{ m}$ および -1.0 m の線上では理論値によく一致しており、厳密解と近似解との差はほとんどない。しかし、 $y = -2.0\text{ m}$ の線上では厳密解と近似解の差は他の測線に比して顕著になり、実験値は厳密解に近いことがよくわかる。

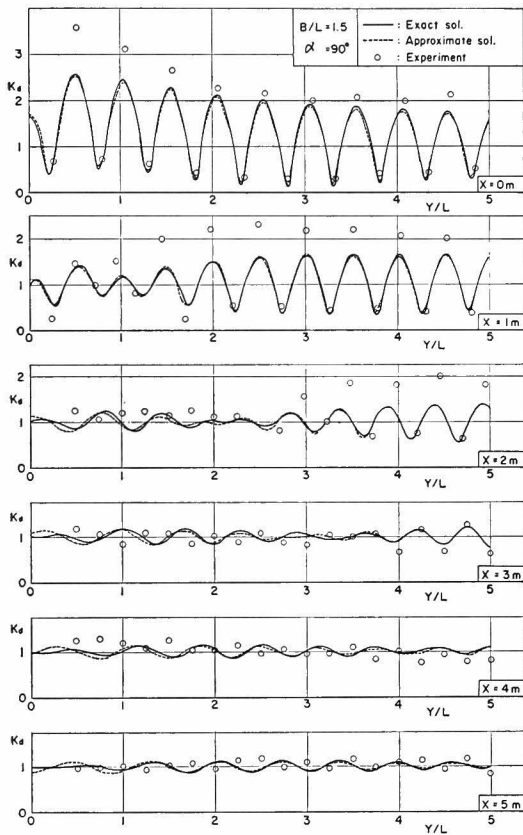


図-3.19 島堤前面の波高に関する実験値と理論値の比較 (ケース 2)

図-3.21 に堤体背後の波高分布の平面形状が示してある。図中の実線は厳密解、破線は実験値による等高波比線を示している。入射波進領域では、実験値で $K_d = 1.4$ の線が現われるのに対し、理論値では $K_d = 1.2$ の線しか現われないというように、実験値と理論値とは大きな差が現われる。また、島堤による遮蔽域では少し実験値が大きくなる傾向を示している。しかし、図-3.12 に示したように入射波の波高でも大きく場所的に変化していることを考慮するなら、実験による波高分布は厳密解による波高分布とよく一致しているといえよう。

高橋¹³⁾はこのケース 2 と同じ $B/L = 1.5$ の捨石堤に関して波の回折の問題を実験的に検討しているが、その実験結果は本ケースの平面分布とは異っている。この原因としては、島堤が碎石によって築造されているため、碎石内を通過する伝達波があるためだと考えられる。

iii) ケース 3 ($B/L = 1.5$ および $\alpha = 30^\circ$ の場合)

このケースでは、堤体が入射波に対して 30° 傾いてい

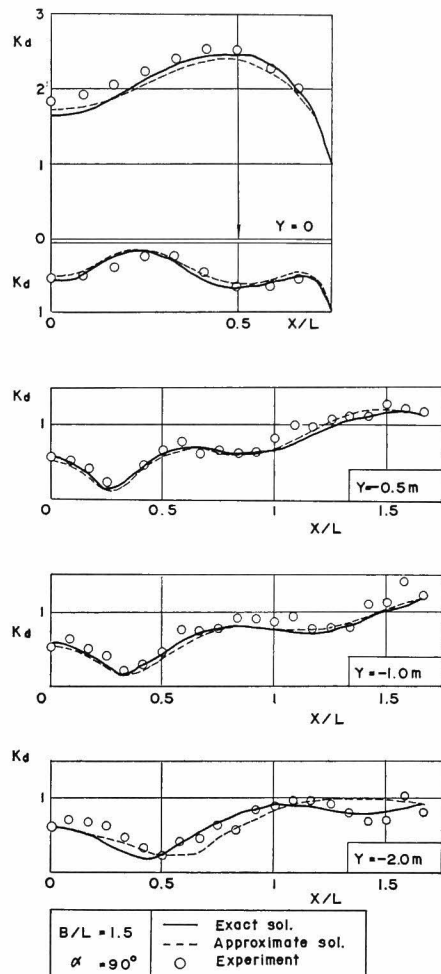


図-3.20 島堤沿いおよび背後の波高に関する実験値と理論値の比較 (ケース 2)

るため、堤体による反射波は側壁に設置した消波装置によって吸収され、再反射の影響は少ないと考えられる。

図-3.22 は堤体前面の波について y' 方向の波高分布を $y' = -2 \sim 6$ m の範囲で示したものである。厳密解と近似解は $-1 < y'/L < 1$ の範囲で特に大きな差を示し、その分布形そのものも非常に異なっている。波の進入角度が $\alpha = 30^\circ$ の場合、近似解が厳密解に対して 20% の誤差の範囲に入るためには、図-3.10 によって $B/L < 7.5$ でなければならないが、本ケースでは $B/L = 1.5$ と非常に小さいために両者の差が大きくなったものと考えられる。また、波高を測定した $x' = -0.6$ m, 1.0 m および 2.0 m の線は 3.3 (3) で述べたように、特に両理論解の差が顕著に現われる部分に対応している。実験値は厳密解

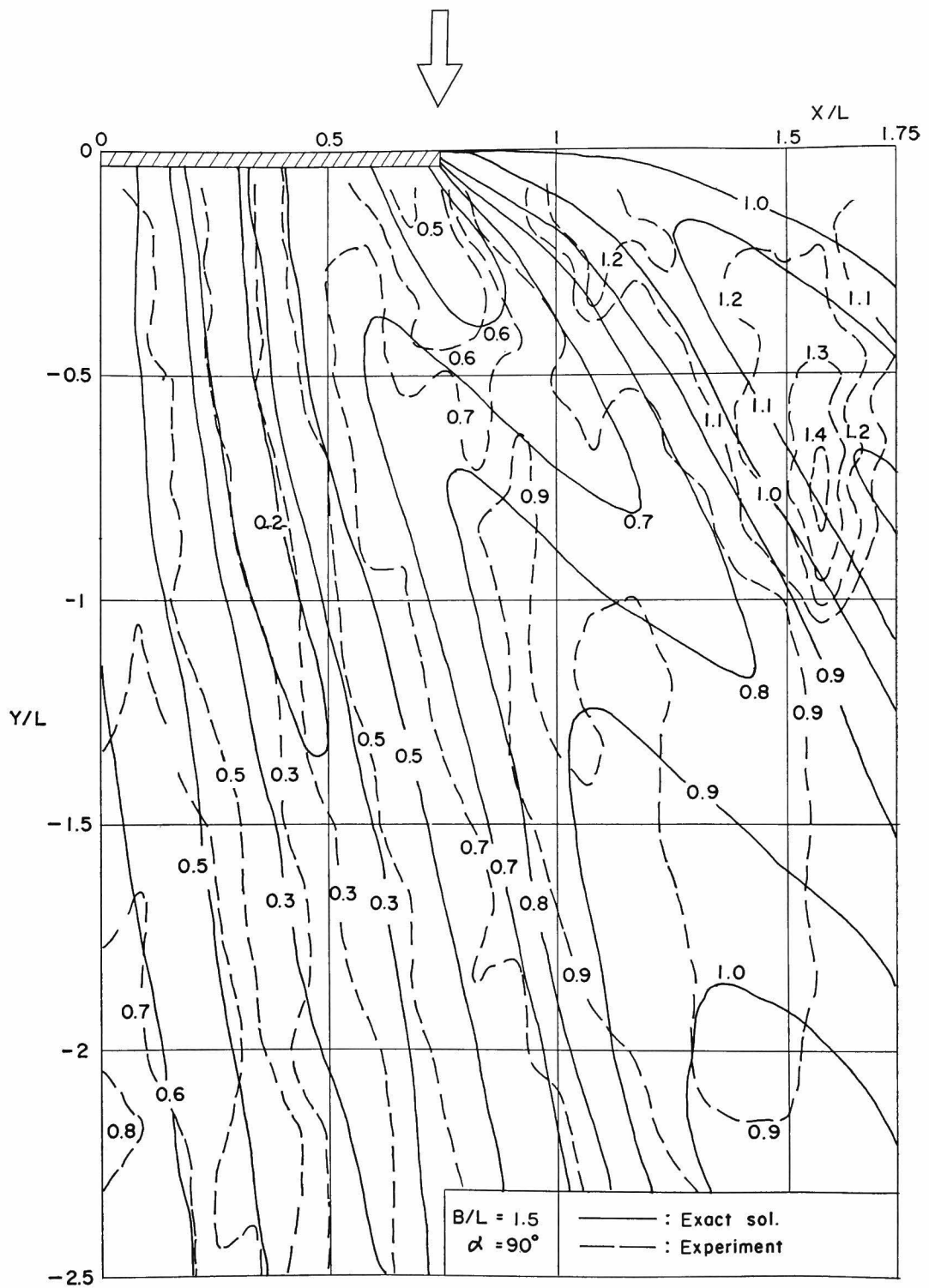


図-3.21 平面波高分布に関する実験値と厳密解の比較 (ケース 2)

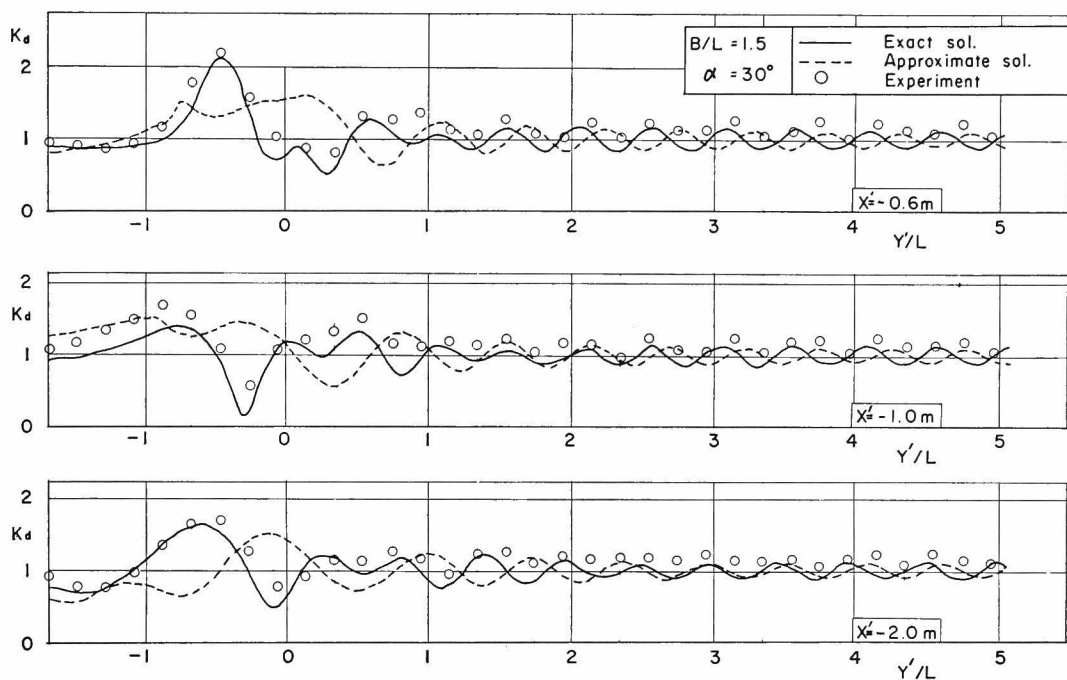


図-3.22 島堤前面の波高に関する実験値と理論値の比較 (ケース 3)

と非常によく類似した波高分布形を示し、値そのものもよく一致している。ただし、実験値は厳密解よりわずかに大きい傾向を示している。このように厳密解の妥当性が実験によって検証されたが、近似解も $-1 < y'/L < 1$ の部分を除けば、厳密解とは大きな差はないので、この部分を除くと近似解と実験値とは比較的良好に一致しているといえる。

図-3.23 は堤体沿いの波高分布を示したものである。近似解と厳密解との差は最大で 0.2 程度であり、互によく一致している。また、実験値はこれらの理論解に非常に近く、特に島堤背面での一致がよい。

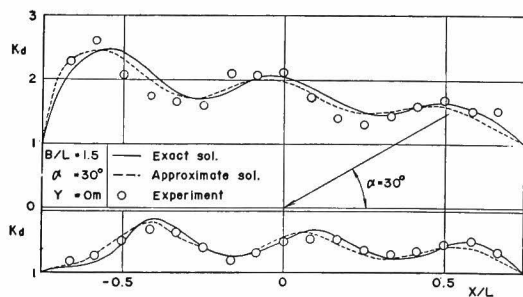


図-3.23 島堤沿いの波高に関する実験値と理論値の比較 (ケース 3)

図-3.24 は堤体背後の $y' = -1.0$ m および -2.0 m の線上における波高分布を示したものである。近似解と厳密解とは $x'/L < -0.5$ で大きな差を示している。堤体の端が $x'/L = -0.65$ の線になることを考えると、 $x'/L < -0.65$ の領域で差が大きくなる原因については、3.3 (3) で述べた通りである。実験値は、 $y' = -1.0$ m では $x'/L < -0.2$ で、 $y' = -2.0$ m では $x'/L < 0$ で厳密解とよく一致しているが、 $y' = 1.0$ m では $x'/L = 0$ 付近、

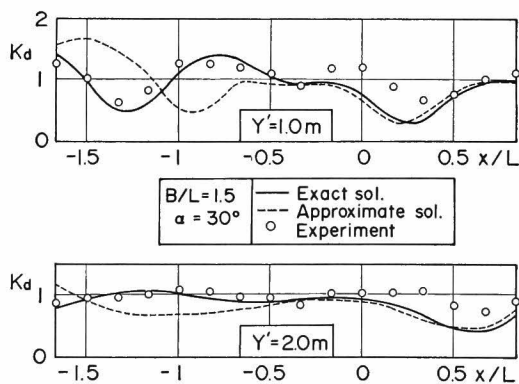


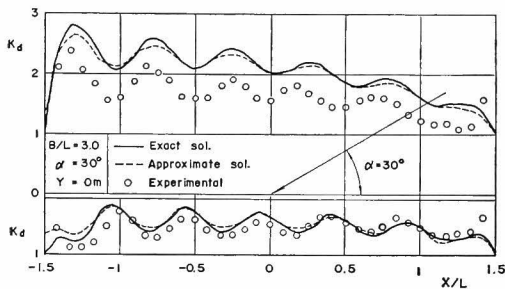
図-3.24 島堤背後の波高に関する実験値と理論値の比較 (ケース 3)

$y' = -2.0\text{ m}$ では $x'/L > 0$ では理論値より 1.2~2 倍程度大きくなる。

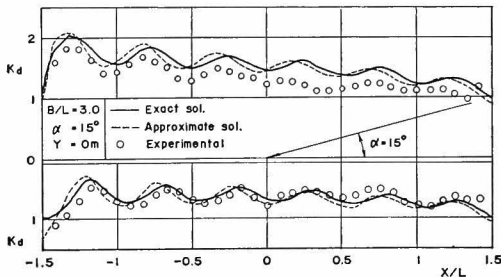
iv) ケース 4, 5 および 6

入射波の波向と防波堤のなす角 α が小さい場合には沿い波現象が起るといわれている^{14), 15)}。本実験に用いた表-3.1 の入射波で、 α を小さくした場合この沿い波現象が起るかどうか調べてみた。ケース 4, 5 および 6 は $B/L = 3.0$ で、それぞれ $\alpha = 30^\circ$, 15° および 7.5° である。

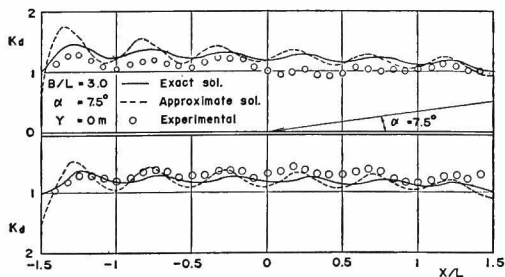
図-3.25 (a) にケース 4 の島堤沿いの波高分布が示してある。堤体前面沿いでは、近似解と厳密解とは極大波高で 0.2 程度異っているが、傾向としてはよく一致している。また、堤体背面では両理論解は $x/L = -1.5$ 付近



(a) ケース 4



(b) ケース 5



(c) ケース 6

図-3.25 島堤沿いの波高に関する実験値と理論値の比較

で 0.3 程度の差を示すが、他の部分ではよく一致している。実験値は島堤前面では厳密解より 0.5 程度小さくなっているが、波高の分布形はよく一致している。島堤背面の $x/L < 0$ では、実験値は理論値より少し大きく、 $x/L > 0$ ではよく一致している。

図-3.25 (b) のケース 5 の場合もケース 4 と同様の傾向を示しているが、島堤前面の実験値は厳密解より 0.2 程度小さく、ケース 4 よりその差は小さくなっている。

図-3.25 (c) はケース 6 の波高分布を示したものである。このケースでは $\alpha = 7.5^\circ$ と非常に小さくなっているため、近似解は厳密解から大きくずれ、最大 0.4 程度の差になっている。ケース 4 および 5 と同様に、前面の実験値は厳密解より約 0.2 小さい。また、背面でも実験値は厳密解より小さい傾向がある。実験値の分布形状から判断して、実験値は厳密解に近い。

このように α が小さくとも、島堤前面における実験値の傾向が、島堤背面では実験値そのものが厳密解とよく一致することは、沿い波現象が生じていないことを意味している。この原因としては $h/L = 0.33$ と深海波に近い条件で実験を行ったことが考えられる。

3.5 結 語

以上、本章においては島堤による波の回折に関して理論的な解析を行い、実験によって理論の妥当性を検証した。初めに 3.1 では、島堤による波の回折現象の解明の重要性と従来の研究成果について概説し、本章の研究意義を明確にした。3.2 では、完全反射の島堤による波の回折の厳密解を導き、島堤周辺の波高分布特性を示した。3.3 では、消波構造の島堤による波の回折の近似解を導き、完全反射堤の場合について厳密解と比較することによって近似解の適用範囲を明らかにした。最後に 3.4 では、規則波による水理実験を行って、理論解析の妥当性について検討した。以上の内容から結論的に言えることの本質点を述べれば、以下ようになる。

- (1) 楕円柱構造物による波の回折散乱の厳密解が求められた。この厳密解は楕円柱の極限としての円柱に対する解も包含することを理論的に証明した。
- (2) 島堤による波の回折散乱の厳密解が、楕円柱に関する厳密解の一つの極限として求められた。
- (3) 半無限消波堤に対する波の回折の解を重ね合わせることによって、島堤による波の回折に関する近似解を求めた。この近似解には島堤の反射率 K_r が導入されているので、 K_r の値を与えることによって任意の反射率の島堤による回折波が計算できる。
- (4) 近似解と厳密解とを完全反射堤に関して比較した結

果、次のようなことがわかった。

- ① 波の進入角度が小さくなると近似解の精度が悪くなる。
- ② 波長に対する防波堤長 B/L が小さくなると近似解の精度が落ちる。
- ③ 近似解の近似精度が悪くなる領域は、島堤の遮蔽領域外の $x < -B/2$ の領域である。
- (5) 近似解の適用範囲を完全反射堤に関して 図-3.10 のように明示した。
- (6) 実験によって理論解の妥当性を検討した結果、厳密解は実験値と十分な精度でよく一致し、厳密解の妥当性が確認された。その結果、近似解は厳密解とよく一致する部分では実験値ともよく一致することになり、このような部分に対しては近似解も適用できることがわかった。
- (7) $B/L=3$ の島堤に関して $\alpha=30^\circ$, 15° および 7.5° と α を小さくして実験を行っても沿い波現象は起らなかった。これは $h/L=0.33$ と深海性の波に近いためだとも考えられる。

参 考 文 献

- 1) 石原藤次郎・本間 仁 編：応用水理学中 II，丸善，1965，p. 536，による。
- 2) 和田 明：回折問題の解法について，第 11 回海岸工学講演会講演集，1964，pp. 19~28。
- 3) Wada, A.: On a method of solution of diffraction problem, Coastal Engineering in Japan, Vol. 8, 1965, pp. 1~9。
- 4) 伊藤喜行・谷本勝利：新しい方法による波動の数値計算——防波堤周辺の波高分布への適用——，港湾技術研究所報告，第 10 巻，第 2 号，1971，pp. 97~120。
- 5) Stiassnie, M. and G. Dagan: Wave diffraction by detached breakwater, Jour. Waterways Harbors and Coastal Eng. Div., Proc. ASCE, Vol. 98, No. WW2, 1972。
- 6) Harms, V. W.: Diffraction of water waves by isolated structures, Jour. Waterway Port Coastal and Ocean Div., Proc. ASCE, Vol. 105, No. WW2, 1979, pp. 131~147。
- 7) 合田良実・吉村知司：海中に孤立した巨大構造物に働く波力の計算，港湾技術研究所報告，第 10 巻，第 4 号，1971，pp. 3~52。
- 8) 合田良実・吉村知司：島堤および大型楕円柱体による波の散乱と波力について，土木学会論文報告集，第 205 号，1972，pp. 71~80。
- 9) 田中 清：円形島による波浪の回折，第 3 回海岸工学講演会講演集，1956，pp. 33~35。
- 10) MacCamy, R. C. and R. A. Fuchs: Wave force on piles: diffraction theory, Tech. Memo, No. 69, BEB, 1954, 17 p.
- 11) McLachlen, N. W.: Theory and application of Mathieu functions, Dover Pub. Inc., 1964, pp. 243~258。
- 12) 前出文献 7)。
- 13) 高橋昭七：離岸堤による漁港の波浪遮蔽効果について，第 17 回海岸工学講演会論文集，1970，pp. 91~96。
- 14) Wiegel, R. L.: Oceanographical Engineering, Prentice Hall, 1964, pp. 72~74。
- 15) Wiegel, R. L.: Waterwaves equivalent of Mach-reflection, Proc. 9th Conference on Coastal Engineering, Lisbon, 1964, pp. 82~102。

4. 不規則波の回折と反射

4.1 概 説

2. では港口部における波の回折, 3. では島堤による波の反射と回折について解析を行ったが, ここで取り扱った波は波高および周期が一定の規則波である。しかし, 実際の海の波はこのような規則波ではなく, 1 波 1 波の波高および周期がそれぞれ異なる不規則波であると同時に, 平面的に見ても波峰線が短く切れた不規則波になっている。前者の時間的な不規則性については海の波の波形記録を見ればわかるし, 後者については海面を撮った航空写真を見ればわかる。海の波の不規則性については数多くの研究が行われて, 波の方向スペクトルの標準形が提示されるような段階まで解明されてきている。海の波の反射・回折の問題を考えると, 方向スペクトルを有する不規則な海の波を規則波で代表させて計算したのでは実際の海の波の反射・回折の状況をよく表現できないのではないかという疑問が生じてくる。

Mobarek および Wiegel¹⁾ は, 風洞水槽内で起した風波が半無限堤によって回折される場合について模型実験を行い, 不規則波を数個の成分波に分け, それぞれについて規則波の回折計算を行った後にエネルギー的に重ね合わせる方法によって求めた波高が実用上十分な精度で実験値に一致することを示している。合田・永井および伊藤²⁾ は, 名古屋港高潮防波堤内外の波浪の同時観測記録を用いて防波堤内外の波浪の周波数スペクトルを求め, 両周波数スペクトルを比較した結果, 港内の波浪のスペクトルは波を規則波として計算したのでは小さくなりすぎ, 波の方向スペクトルを考慮して計算しないとうまく説明できないことを示している。この結果を考慮して, 永井^{3), 4)} は, 波の周波数スペクトルとして Bretschneider 型と Pierson・Moskowitz 型を用い, 波の方向分布関数として $\cos^2 \theta$ 型を用いて不規則波の回折計算を行っている。合田および鈴木⁵⁾ は, 現在最も信頼できる波の方向スペクトルとして Bretschneider・光易型を採用し, 永井のプログラムを修正して計算を行い, 実用的な数多くの不規則波の回折図を提示している。Raissi および Wiegel⁶⁾ は, 風洞水槽内で防波堤開口部による風波の回折実験を行い, 回折後の波の周波数スペクトルに関して計算と実験によって求めたものを比較して, 開口幅が $B/L=1.0$ と小さい場合には両者の一致は悪く, $B/L=1.4$ ではよく一致し, $B/L=1.56$ と 1.92 では計算によって求めたスペクトルが実験によるものよりも小さくなることを示している。

以上のように, 不規則波の回折に関する研究は数少なく, また, 対象としている防波堤は半無限堤や一直線上に配置されたいわゆる両翼防波堤の場合だけで, 開口部から直接進入してきた波が防波堤の裏側で反射されたり, あるいは一方の防波堤で回折された波が他方の防波堤で再度回折されるような実用的にも重要な防波堤配置については実験的にも理論的にも全く検討されていない。また, 島堤による不規則波の反射・回折についても不規則波で検討されていない。

以上は主として波の回折に関する問題であるが, 近年防波堤の延長が長くなったり, 埋立が広範囲に渡って行われるようになると, 防波堤や護岸による反射波によって, 防波堤や護岸の前面海域が荒れて航行船舶が危険になったり, 反射波が遠方まで伝わり, 思わぬ箇所まで越波が起きたりする問題が生じてきている。このような問題を解決するためには, 防波堤や護岸を消波構造にして, 反射波をできるだけ減少させるようにすることが考えられるが, すべての延長に渡って消波構造にすることは経費が重み, 実際上対応が困難である。そこで, 最も有効な部分のみを消波構造にし, 反射波の波高をなるべく軽減することが考えられる。このためには, 反射波の影響がどのように拡がってゆくのか定量的に算定することが重要となる。特に, 防波堤や護岸の延長は有限であるため, 有限な幅で反射された波は反射壁から離れるに従って, そのエネルギーを横方向に拡散させると同時に, 方向スペクトルを有する不規則波では成分波の波向が異なるため反射波の方向は成分波によって異なり, その波高は急速に減少するとともに反射波の影響範囲も拡がると考えられる。このような反射波の推定法として, 小舟⁷⁾ は不規則波の回折図を用いる方法を提案している。この方法によると, 反射面を仮想の開口部と考え, 反射面に関して対称な入射波の波向からこの仮想開口部に波が入射するときの回折図が反射波高の分布になるとするものである。しかし, この方法の妥当性についてはまだ十分に検討されていない。

本章では, 不規則波に対する反射・回折の計算法を示し, この計算法を用いて不規則波の反射および回折の計算を行い, 不規則波による計算の必要性について検討する。さらに, 単一方向の不規則波を用いて, 開口防波堤による波の回折および島堤による反射・回折の実験を行って理論計算の妥当性を検討する。そして, 最後に防波堤および護岸による反射波高の推定法を提示する。

4.2 不規則波に対する反射・回折の計算法

港口部の一点 (x_0, y_0) における海面変動 $\eta(x_0, y_0, t)$

は、無数の成分波の線型重ね合わせとして表現できると仮定すると、次式のように表わせる。

$$\begin{aligned} \eta(x_0, y_0, t) = & \sum_{n,m} \sqrt{S(f_n, \alpha_m) \delta f_n \delta \alpha_m} \\ & \times \exp [i \{ k_n x_0 \cos(\alpha_p + \alpha_m) \\ & + k_n y_0 \sin(\alpha_p + \alpha_m) \\ & + 2\pi f_n t + \varepsilon_{nm} \}] \end{aligned} \quad (4.1)$$

ここに、 $S(f_n, \alpha_m)$ は波の方向スペクトル、 f_n は n 番目の周波数分割区域内の中心周波数、 α_m は m 番目の方向分割区域内の中心方向角で、波の主方向（波のエネルギーが最も集中している方向） α_p からの偏角、 δf_n および $\delta \alpha_m$ はそれぞれ n 番目の周波数分割区間幅と m 番目の方向分割区間幅、 ε_{nm} は nm 番目の成分波の位相角である。波数 $k_n (= 2\pi/L_n)$ は f_n に対して次に示すような分散関係を持つ。

$$4\pi^2 f_n^2 = g k_n \tanh k_n h \quad (4.2)$$

2. および 3. で示したように波の回折は線型理論が成り立つので、港内の一点 (x, y) における海面変動は次のように表わすことができる。

$$\begin{aligned} \eta_a(x, y, t) = & \sum_{n,m} \sqrt{S(f_n, \alpha_m) \delta f_n \delta \alpha_m} \phi(x, y; f_n, \alpha_p \\ & + \alpha_m) \exp [i \{ k_n x_0 \cos(\alpha_p + \alpha_m) \\ & + k_n y_0 \sin(\alpha_p + \alpha_m) \\ & + 2\pi f_n t + \varepsilon_{nm} \}] \end{aligned} \quad (4.3)$$

ここに、 $\eta_a(x, y, t)$ は点 (x, y) における海面変動を示し、 $\phi(x, y; f_n, \alpha_p + \alpha_m)$ は式 (2.98) の $\phi_{II}(\xi, \theta)$ のような回折波の式である。

$\eta_a(x, y, t)$ の周波数スペクトル $S_a(f_n)$ は容易に求まり、次式のようになる。

$$\begin{aligned} S_a(f_n) = & \sum_m S(f_n, \alpha_m) \phi(x, y; f_n, \alpha_p + \alpha_m) \\ & \times \phi^*(x, y; f_n, \alpha_p + \alpha_m) \delta \alpha_m \end{aligned} \quad (4.4)$$

ここに、 $\phi^*(x, y; f_n, \alpha_p + \alpha_m)$ は $\phi(x, y; f_n, \alpha_p + \alpha_m)$ の共役複素関数である。

波向が $(\alpha_p + \alpha_m)$ 、周波数が f_n のときの回折係数を $(K_a)_{nm}$ と表わすと、

$$(K_a)_{nm} = |\phi(x, y; f_n, \alpha_p + \alpha_m)| \quad (4.5)$$

で与えられるから、式 (4.4) は次式のように書き直すこともできる。

$$S_a(f_n) = \sum_m \{(K_a)_{nm}\}^2 S(f_n, \alpha_m) \delta \alpha_m \quad (4.6)$$

不規則波の波高分布が Rayleigh 分布に従うとするなら、有義波高 $H_{1/3}$ と周波数スペクトル $S(f)$ の間には、次式のような関係が理論的に導かれる。

$$H_{1/3} = 4 \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} S(f) df} \quad (4.7)$$

ただし、式 (4.7) の誘導の過程には海面変動が正規分布するという仮定が導入されている。

合田^{8),9)}によると、数値シミュレーションによる解析結果では zero-up crossing 法によって波高を定義する限りでは波高分布は Rayleigh 分布によく一致するし、また、現地波浪の解析でも海の波の波高分布は Rayleigh 分布によく一致する。他の研究者¹⁰⁾による現地波浪の解析でもこのことを裏付けている。海の波の統計解析から式 (4.7) の比例定数は 4 よりも深海域においては 3.8 に近く、浅海域では 4 に近くなると合田¹¹⁾は述べているし、山口および土屋¹²⁾は 3.9 になるとしている。不規則波の回折係数を入射波の有義波高 $(H_i)_{1/3}$ に対する回折波の有義波高 $(H_a)_{1/3}$ の比として定義すると、この比例定数の値に関係なく、不規則波の回折係数は次式によって与えられる。

$$\begin{aligned} K_a = & \frac{(H_a)_{1/3}}{(H_i)_{1/3}} \\ = & \sqrt{\frac{\sum_n S_a(f_n) \delta f_n}{\sum_{n,m} S(f_n, \alpha_m) \delta f_n \delta \alpha_m}} \end{aligned} \quad (4.8)$$

不規則波の回折係数を定義する際に不規則波の代表波高として有義波高を採用したのは、有義波高が不規則波の代表波高として一般によく用いられていることと、有義波高が統計的に最も安定した量になる¹³⁾からである。

Rice¹⁴⁾の理論によると、不規則波の平均周期は \bar{T} 次のように周波数スペクトルから計算することができる。

$$\bar{T} = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{\infty} S(f) df}{\int_{-\infty}^{\infty} f^2 S(f) df}} \quad (4.9)$$

しかし、式 (4.9) によって計算された波の平均周期は zero-up crossing 法によって求めた平均周期より小さくなるという報告¹⁵⁾もあるが、現実問題として波のスペクトルから平均周期を推測する有効な方法がないこともあって、本計算では式 (4.9) を用いることにした。

多くの波浪データの解析から平均周期と有義波周期 $T_{1/3}$ の間には $\bar{T} = 0.9 T_{1/3}$ の関係が平均的に成り立つことがわかっている¹⁶⁾ので周期比 K_{aT} を回折波と入射波の有義波周期の比として定義すると、

$$\begin{aligned} K_{aT} = & (T_a)_{1/3} / (T_i)_{1/3} \\ = & \sqrt{\frac{\sum_n S_a(f_n) \delta f_n}{\sum_n f_n^2 S_a(f_n) \delta f_n}} / (T_i)_{1/3} \end{aligned} \quad (4.10)$$

となる。ここに、 $(T_a)_{1/3}$ は回折波の有義波周期、 $(T_i)_{1/3}$ は入射波の有義波周期である。

4.3 海の波の方向スペクトル

(1) 方向スペクトル $S(f, \alpha)$

回折係数 K_a と周期比 K_{ax} を計算するためには、式 (4.6) に示されている回折波の周波数スペクトルを求めなければならないが、これを得るためには入射波の方向スペクトル $S(f, \alpha)$ の形がわかっていなければならない。

海の波の方向スペクトルは、通常次式のような形で表わされる。

$$S(f, \alpha) = S(f)G(f, \alpha) \quad (4.11)$$

ここに、 $S(f, \alpha)$ は波の方向スペクトル、 $S(f)$ は波の周波数スペクトル、そして $G(f, \alpha)$ は方向関数である。先の 4.2 では波のスペクトルが $-\infty < f < \infty$ で定義されるいわゆる two-sided スペクトルとしたが、これ以降においては、通常用いられる、 $0 < f < \infty$ で定義される one-sided スペクトルとする。

方向スペクトル $S(f, \alpha)$ と周波数スペクトル $S(f)$ との間には、

$$S(f) = \int_{-\pi}^{\pi} S(f, \alpha) d\alpha \quad (4.12)$$

なる関係が存在するため、波の方向関数は次式の条件を満足しなければならない。

$$\int_{-\pi}^{\pi} G(f, \alpha) d\alpha = 1 \quad (4.13)$$

式 (4.12) は一点で観測された海面の変動量が異なった方向からの不規則波群の重ね合せとして表現できることを意味している。

海の波の周波数スペクトルや方向分布関数について以下に述べ、不規則波に対する回折計算に用いる方向スペクトルの形を決定する。

(2) 周波数スペクトル $S(f)$

海の波の周波数スペクトルに関しては数多くの研究がなされ、その標準的な形も提示されている。ここでは、提案されている周波数スペクトルのうちからその代表的なものを示す。

Pierson および Moskowitz¹⁷⁾ は、波が十分発達した状態における風波の周波数スペクトルとして次式のような形を提示している。

$$S(f) = 0.0081 \frac{g^2}{(2\pi)^4} f^{-5} \exp \left[-0.74 \left(\frac{w_0}{2\pi f} \right)^4 \right] \quad (4.14)$$

ここに、 $w_0 = g/U_{19.5}$ 、 $U_{19.5}$ は海面上 19.5 m での風速 (m/sec) である。永井¹⁸⁾ は、式 (4.14) の形では実用的でないとして、式 (4.7) の関係と Rice の理論を用い

て、

$$S(f) = 0.121 \frac{H_{1/3}^2}{T_{1/3}^4} f^{-5} \exp [-0.485(T_{1/3}f)^{-4}] \quad (4.15)$$

の形に変換している。

Bretschneider¹⁰⁾ も実測波浪 データの解析から周波数スペクトル形を提案しているが、そのスペクトル形は海の波のスペクトルが満足すべき条件 $\bar{\eta}^2 = \int_0^\infty S(f) df$ を満足していないので、光易²⁰⁾はこの条件を満足するように定数項の値を修正して、次式の形のものを示している。

$$S(f) = 0.257 \frac{H_{1/3}^2}{T_{1/3}^4} f^{-5} \exp [-1.03(T_{1/3}f)^{-4}] \quad (4.16)$$

Hasselmann ら²¹⁾ は 1969 年における北海での波浪観測結果から周波数スペクトルとして次式の形のものを提案している。

$$S(f) = 0.0081 g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \times \exp \left[-\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_p} \right)^{-4} \right] \gamma \exp \{ -(f - f_p)^2 / 2\sigma^2 f_p^2 \} \quad (4.17)$$

ここに、 $\sigma = \begin{cases} \sigma_a & (f \leq f_p) \\ \sigma_b & (f > f_p) \end{cases}$ であり、パラメータ γ はスペクトルのピーク周波数 f_p におけるこのスペクトルと Pierson・Moskowitz のスペクトルとの比である。また σ_a と σ_b はそれぞれ $f \leq f_p$ と $f > f_p$ におけるスペクトルの幅を示すパラメータである。第一次近似として、 γ および σ_a 、 σ_b の値はそれぞれ 3.3、0.07 および 0.09 を用いてよいとしている。

その他に、波浪推算の PNJ 法に用いられている Neuman²²⁾ のスペクトルや造船関係で用いられている ISSC のスペクトル²³⁾がある。

実際の回折計算で与えられる波の諸元は、港口部における有義波高および有義波周期、主波向であり、この波が完全発達状態にあるかどうかかわからないし、風の情報も入手し難い。このことを考慮すると、式 (4.16) の Bretschneider 型のスペクトルが工学的に応用し易い形を示していると同時に、実測の波浪スペクトルともよく一致することが報告されている²⁴⁾。そこで、回折計算に用いる不規則波のスペクトルとして、式 (4.16) の Bretschneider 型の周波数スペクトルを採用することにする。

(3) 方向関数 $G(f, \alpha)$

Cote ら²⁵⁾ は同時撮影した海面の航空写真をステレオ解析して得たいわゆる SWOP の方向関数として知られている次式の形の方向関数を提案している。

$$G(f, \alpha) = \begin{cases} \frac{1}{\pi} \left\{ 1 + \left[0.5 \right. \right. \\ \quad \left. + 0.82 \exp \left(-\frac{1}{2} \left\{ \frac{2\pi f}{w_0} \right\}^4 \right) \right] \cos 2\alpha \\ \quad \left. + 0.32 \exp \left(-\frac{1}{2} \left\{ \frac{2\pi f}{w_0} \right\}^4 \right) \cos 4\alpha \right\} & \left(|\alpha| \leq \frac{\pi}{2} \right) \\ 0 & \left(|\alpha| > \frac{\pi}{2} \right) \end{cases} \quad (4.18)$$

ここに、 $w_0 = g/U_5$ 、 U_5 は海面上 5 m の点における風速である。

また、次に示す式はしばしば波浪推算などに利用されている経験式である。

$$G(f, \alpha) = \begin{cases} \frac{(2l)!!}{(2l-1)!! \alpha_{\max}} \cos^{2l} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\alpha}{\alpha_{\max}} \right) & (|\alpha| < \alpha_{\max}) \\ 0 & (|\alpha| > \alpha_{\max}) \end{cases} \quad (4.19)$$

ここに、 l は波の方向集中度の度合によって決まる整数値で、 α_{\max} は主波向 α_p から測った成分波の最大偏角である。また、 $(2l)!! = 2l \cdot (2l-2) \cdot \dots \cdot 4 \cdot 2$ 、 $(2l-1)!! = (2l-1) \cdot (2l-3) \cdot \dots \cdot 3 \cdot 1$ である。

光易²⁶⁾はクローバ型のブイを用いて波の観測を行い、次式に示す方向関数を提示している。

$$G(f, \alpha) = \frac{1}{\pi} 2^{2S-1} \frac{\Gamma^2(S+1)}{\Gamma(2S+1)} \cos^{2S} \frac{\alpha}{2} \quad (4.20)$$

ここに、 $\Gamma(S)$ は Gamma 関数であり、 S は波の方向集中度を示すパラメータである。パラメータ S は次式によって与えられる。

$$S = \begin{cases} S_{\max}(f/f_p)^{-2.5} & (f > f_p) \\ S_{\max}(f/f_p)^5 & (f \leq f_p) \end{cases} \quad (4.21)$$

ここに、 S_{\max} はピーク周波数 $f_p (=1/1.05T_{1/3})$ における S の値であり、方向関数の方向集中度を決めるパラメータでもある。風波の発達状況を表わすパラメータの一つである $2\pi f_p U_{10}/g$ の値が減少するにつれて、 S_{\max} が増大するという観測結果から、光易は S_{\max} を次式のように与えている。

$$S_{\max} = 11.5(2\pi f_p U_{10}/g)^{-2.5} \quad (4.22)$$

ここに、 U_{10} は海面上 10 m での風速である。しかし、式 (4.22) の形には入手困難な U_{10} の風速のパラメータが含まれているため、工学的に適用が難しいとして、合田および鈴木²⁷⁾は Wilson²⁸⁾ の波の発達の関係式と多く研究者の実験および観測データを用いて、 S_{\max} と沖波

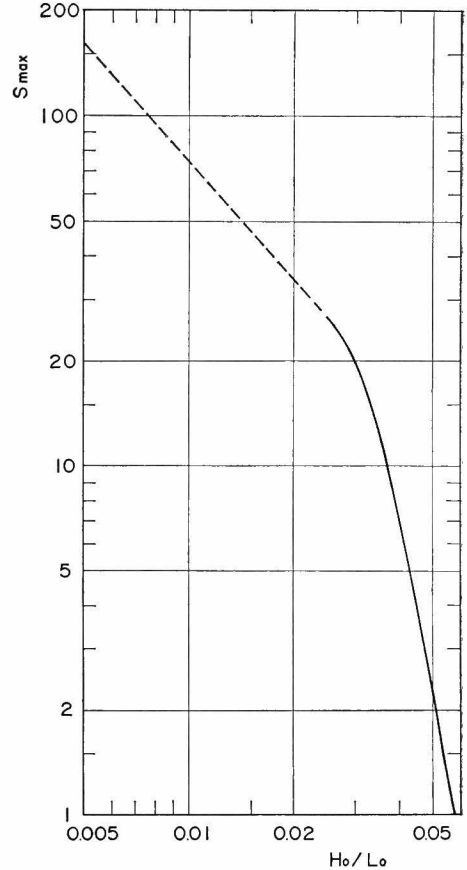


図-4.1 波形勾配による S_{\max} の推定図

波形勾配 H_0/L_0 との平均的な関係を 図-4.1 のように示している。ただし、 $H_0/L_0 < 0.026$ では、Wilson の式が適用できないと同時に、波浪データもないので、それまでの曲線の勾配で延長して示している。

以上の方向関数の形のうち、式 (4.18) の SWOP 型は入手困難な風速のパラメータが含まれるし、式 (4.19) では方向集中度パラメータである l の値が経験的にしか与えられない。しかし、式 (4.20) の光易型の方向関数は合田および鈴木によって沖波波形勾配で一義的に決まり、工学的に有用な形をしているので、この光易型方向関数を不規則波の回折計算に用いることにする。

(4) 光易型方向関数の特性

光易型方向関数では、式 (4.21) 中の S_{\max} の値が重要な役割を演じ、 S_{\max} の値が大きくなると、波の主方向に集中する波になる。合田および鈴木は、上述のように S_{\max} の値を沖波波形勾配に対して 図-4.1 のように示しているが、実際の海の波ではこの推定曲線をはさん

で上下に相当ばらつくので、このばらつきを考慮して、方向スペクトルの性質が詳しくわかるまでは S_{\max} の値として次のような値を暫定的に用いることができるとしている。

- i) 風波 : $S_{\max}=10$
- ii) 波衰距離の短いうねり: $S_{\max}=25$
(波形勾配が比較的大)
- iii) 減衰距離の長いうねり: $S_{\max}=75$
(波形勾配が小)

この S_{\max} の値や 図-4.1 の推定値は沖波に対するものであるため、浅海域にあるような港に対してはこのままの値を用いて回折計算することはできない。なぜなら浅海域においては、たとえば平行等深線海岸の場合を考えると、屈折の影響で波向がそり、波峰線が長く連り易くなって、見掛け上 S_{\max} の値が増大するからである。一方、複雑な等深線海岸では、屈折によって波の方向スペクトルは単一の S_{\max} では推定できないほど複雑になる可能性がある。図-4.2²⁹⁾ は、海底地形が直線状平行等

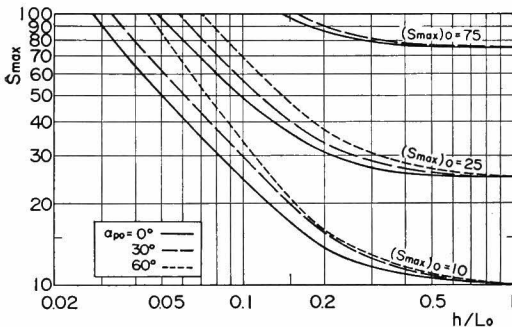


図-4.2 屈折による S_{\max} の変化図

深線で表示される場合の方向スペクトルの変化を S_{\max} の見掛け上の増大として表わしたものである。図中の L_0 は沖波の波長、 $(\alpha_p)_0$ は等深線に対する垂線からの偏角で表した入射波の主方向である。

4.4 不規則波の回折特性と方向スペクトルの関連

(1) スペクトル分割法

4.2 で示したように、不規則波の回折計算を行うとすると、入射波の方向スペクトルを細分し、その細分区間のエネルギーと等しいエネルギーを持つ成分波に分割しなければならない。

波の周波数スペクトルの分割数を N 、方向関数の分割数を M として、まず、周波数スペクトルの分割について検討する。

周波数スペクトルに関しては、 N 個に分割された区間

のもつ波のエネルギーが各々等しくなるように次式で分割する。

$$S(f_n)\delta f_n = \int_0^\infty S(f)df/N \quad (4.23)$$

このように分割すると、 n 番目の分割区間内の中心周波数 f_n は、

$$f_n = \frac{1}{0.9T_{1/3}} \left\{ 2.9124N \left[\text{Erf} \left(\sqrt{2 \ln \left(\frac{N}{n-1} \right)} \right) - \text{Erf} \left(\sqrt{2 \ln \left(\frac{N}{n} \right)} \right) \right] \right\}^{1/2} \quad (4.24)$$

となる。ここに、 $\text{Erf}(\ast)$ は誤差関数で、次式で与えられる。

$$\text{Erf}(\ast) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\ast \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt \quad (4.25)$$

式 (4.24) は Bretschneider 型の周波数スペクトルに関して、永井³⁰⁾が求めた式である。

次に、方向関数の分割については等分割することにして、分割幅 $\delta\alpha$ は、

$$\delta\alpha = (\alpha_{\max} - \alpha_{\min})/M \quad (4.26)$$

とした。ここに、 α_{\max} と α_{\min} は主方向 α_p からの最大と最小の偏角である。

計算時間は NM に比例するため、 N および M の値については精度的に許容できる範囲内でできるだけ小さな値にすることが望ましい。通常、周波数スペクトルの分割数は $N=5$ とすれば、計算は実用上十分な精度である。また、方向関数の分割数については、港口部からの距離が増大するにつれて、 M の値を大きくしなければならぬが、 M の値は、通常、 $R/L < 30$ であれば 20、 $30 < R/L < 80$ では 36 程度、 $R/L > 80$ ではこれより大きな値となることがわかっている³¹⁾。

S_{\max} の値が増大すると、波は主方向の周りに集中し、主方向から離れた方向の波のエネルギーは非常に小さく

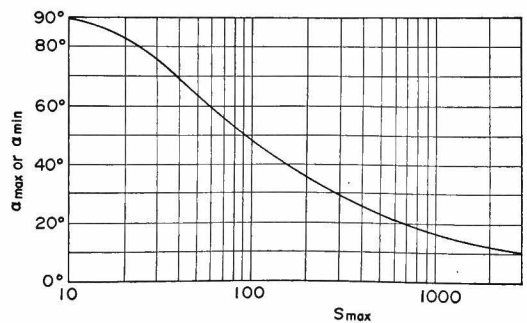


図-4.3 S_{\max} に対する α_{\max} と α_{\min}

なる。このため、 S_{\max} の大きな値については $\pm 90^\circ$ の範囲の計算を行う必要はない。そこで、 S_{\max} に対する計算範囲を決めたのが、図-4.3 である。この線は、波のエネルギーの 99.5% が入っている波向範囲を定めたものである。この範囲は、この図から $S_{\max}=10$ の場合約 $\pm 90^\circ$ 、 $S_{\max}=100$ になると $\pm 48^\circ$ となる。

(2) 不規則波の回折の特性

開口防波堤あるいは島堤による不規則波の回折計算を行う場合、式 (4.4) 中の回折波の式、 $\phi(x, y; f_n, \alpha_p + \alpha_m)$ として、2. あるいは 3. で示したように実験値とよく一致する厳密解を用いるのがよいが、厳密解は $B/L > 8$ では計算が容易でなく、また計算時間も非常に多く必要とすると同時に、防波堤が完全反射堤でない場合には厳密解では計算できない。さらに、港口部での波の回折を計算しようとすると、厳密解では防波堤が一直線上にある両翼防波堤の場合にしか適用できない。また、2. および 3. で示したように近似解は、進入角度 α および B/L が小さくなければ、厳密解と実用上許容できる範囲の差である。このような理由によって、不規則波に対する回折計算には 2. および 3. で示した近似解を用いることにする。

ここでは、方向スペクトルを有する不規則波を用いて、半無限堤や開口防波堤、島堤に対する回折計算を行い、不規則波に対する波高比の分布特性を調べる。

図-4.4 は、半無限堤による回折波の波高比分布を示したものである。用いた不規則波は風波に対応する $S_{\max}=10$ の波で、波の主方向は防波堤に直角である。計算では周波数分割数 $N=10$ 、方向分割数 $M=36$ としている。図中の実線と破線は、それぞれ完全反射堤 ($K_r=1$) と完全消波堤 ($K_r=0$) としたときの波高比を示している。防波堤前面の $y/L=2$ の線上では、 $K_r=0$ の防波堤の場合 $K_a=1$ となって入射波高と一致するが、 $K_r=1$ の防波堤になると、 $K_a=1.1$ から $K_a=1.4$ に漸変している。このときの $K_a=1.4$ の値は、入射波と反射波の波高の自乗和の平方根として求めた波高比 $K_a=1.41$ に非常に近い。合田・鈴木および岸良⁸²⁾は、二次元水路の実験と理論から反射壁から 1 波長以上離れると、入射波と反射波との間の位相がランダムになり、自乗和の平方根として反射壁前面の波高が表わされることを示している。 $y/L=+0$ の防波堤前面沿いでは、 $K_r=0$ の防波堤の場合、防波堤先端 ($K_a=0.5$) 付近を除いて $K_a=1$ となっているが、 $K_r=1$ の防波堤になると、 $K_a=1$ から 2 に防波堤先端付近で急変している。 $K_r=1$ で $K_a=2$ となるのは、防波堤前面上では入射波と反射波の位相が揃う

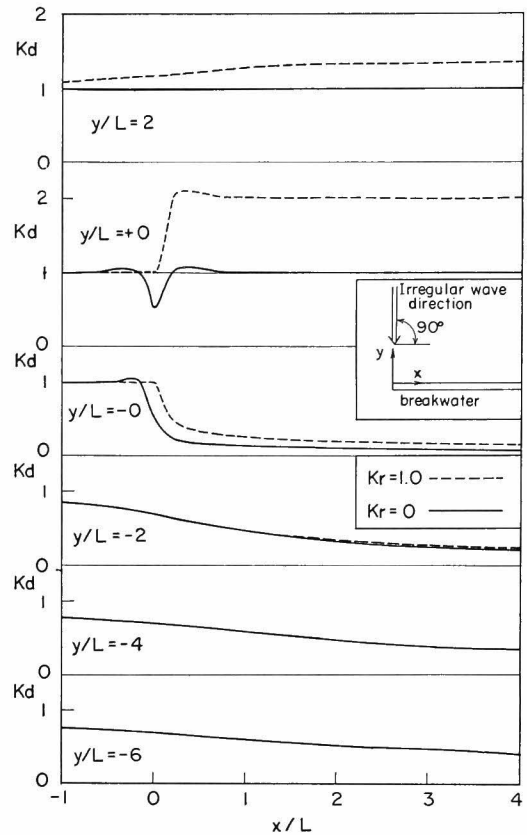


図-4.4 半無限防波堤による不規則波の回折

ためである。防波堤背後では、 $K_r=0$ と 1 との差は、 $y/L=-0$ の防波堤背面沿いに少し現われる程度で、 $y/L < -2$ では両者の差は無視できるほど小さい。

図-4.5 は、図-2.10 の記号で $\alpha_B=45^\circ$ 、 $\beta=60^\circ$ 、 $B=5L$ の港に $S_{\max}=10$ の不規則波が x 軸上にある、

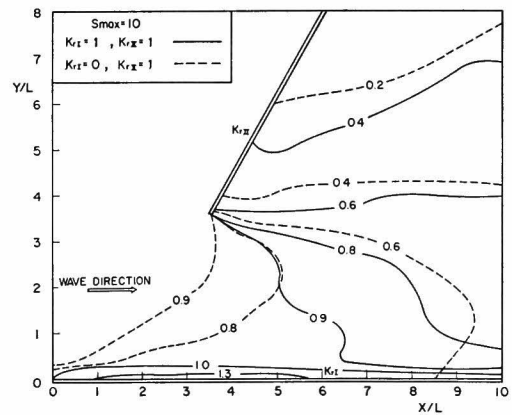


図-4.5 開口防波堤による不規則波の回折

反射率 K_{r1} の防波堤に平行に入射してきたときの波高比の平面分布図（回折図）である。ここでは周波数分割数 $N=10$ ，方向分割数 $M=30$ で計算している。図中の実線と破線は，それぞれ両防波堤が完全反射堤（ $K_{r1}=K_{r11}=1$ ）の場合と一方が完全消波堤（ $K_{r1}=0$ ， $K_{r11}=1$ ）の場合の等波高比線を示している。 $K_{r1}=K_{r11}=1$ の場合，入射波が $\pm 90^\circ$ の範囲に方向分散している不規則波であるため， $K_{r1}=1$ の防波堤による反射波の影響で港内波高が $K_{r1}=0$ および $K_{r11}=1$ の場合よりも大きくなっている。特に， K_{r1} の防波堤近傍では $K_d=1$ の線が港内奥深くまで続いており，防波堤沿いの波高が非常に高い。しかし，この波高は K_{r1} の防波堤から離れるに従って急激に小さくなるが， $y/L > 1$ では波高減少はゆるやかになる。沿い波とは通常，防波堤に沿って進行する波高の高い波のことであるが，ここに示したように防波堤による波の反射を考えることによって防波堤沿いに波高の高い波が出現させることができることから，沿い波は実在する波ではなく，防波堤による反射で単に波高が高まって見えるだけではないかと考えている。 $K_{r1}=0$ と完全消波堤にすることによって，港内波高は波高比にして 0.2 程度改善される。特に， K_{r1} の防波堤沿いの波高は低下する。図-4.5 のような条件の場合は K_{r1} の防波堤の反射率を下げて，港内に反射波が進入するのを防止することが防波堤の設計上必要となる。

永井³⁹⁾も開口部における不規則波の回折計算を行っているが，永井の計算法では防波堤による入射波の直接反射や二次回折の現象は考慮されていないため，入射波の波向範囲をしぼって，反射波や二次回折が生じないようにしたうえで計算するようになっている。そこで，このように波向の範囲を狭めて計算する永井の方法と反射波や二次回折波が計算できるようにした近似解を用いる著者の方法との比較を行った結果が図-4.6 に示してある。この図は，図-2.10 の記号で $\alpha_B=120^\circ$ ， $\beta=45^\circ$ ， $B=4L$ の港に $S_{\max}=25$ の不規則波が図-4.6 に示すように 30° の傾きを持って入射してくる場合の回折図を示している。計算では周波数分割数 $N=5$ ，方向分割数 $M=32$ で，両防波堤は完全反射堤としている。図中の破線が永井による方法，実線が著者による方法で計算した等波高比線を示している。破線は，防波堤による反射波が生じる波向が除外されているので，両翼防波堤に対する回折図に非常に近い波高分布形を示している。一方，実線は，防波堤による反射波のため，両防波堤の近傍では港奥に入り込む傾向があり，このため防波堤沿いの波高が高くなっている。この傾向は x 軸に平行な防波堤近傍で特

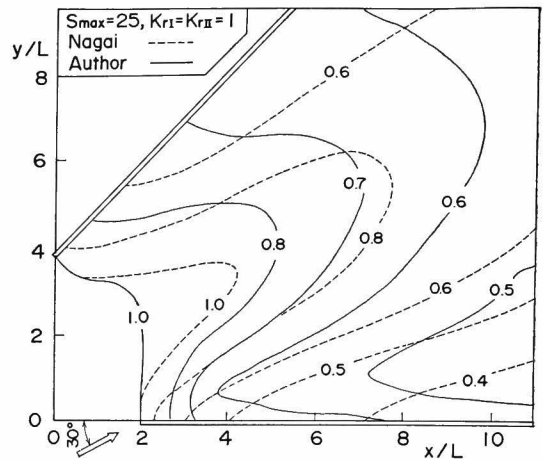


図-4.6 永井の方法と著者の方法による波高比の比較（ $\alpha_p=30^\circ$ ）

に強い。永井の方法による波高比は著者のものより港内中央部で高くなっているが，この原因としては次のようなことが考えられる。永井の方法では，反射波や二次回折が起きない範囲に波向を限定した上で，この波向範囲のエネルギーが入射波のエネルギーに等しいとおいているため，波のエネルギーから推定した入射波高は実際の入射波高より小さくなる。この小さな入射波高を用いて回折計算を行っているので，入射波の有義波高に対する港内波の有義波高の比で定義される波高比は必然的に大きく計算される。図-4.6 の条件では，永井の方法による入射波高は実際の入射波高の 0.91 倍の値となるので，図-4.6 における破線の等波高比値を 0.91 倍した

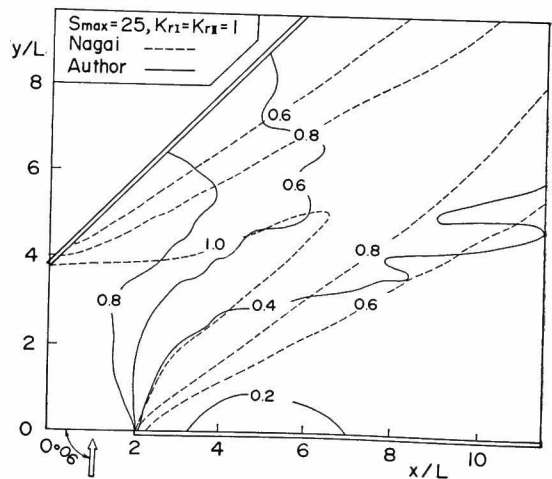


図-4.7 永井の方法と著者の方法による波高比の比較（ $\alpha_p=90^\circ$ ）

のが実際の入射波高に対する波高比になる。たとえば図-4.6の破線の $K_a=0.8$ は実際は $K_a=0.73$ になる。このように、永井の方法では波高比の推定法に問題があると同時に、港内直接進入波が防波堤で反射されないため、波高比の平面分布が大きく歪んでくる。その結果、永井の方法を実際問題に適用する場合は、港内直接進入波が防波堤によって反射されない条件あるいは反射され

るとしてもその波のエネルギーが非常に小さい条件に限定する必要がある。図-4.7のような場合には、もはや永井の方法は適用できない。図-4.7は図-4.6と波向だけが異なる場合について計算したもので、波は一方の防波堤に直角に入射するようになっている。

図-4.8は、長さ $B=3L$ の島堤に $S_{\max}=25$ の不規則波が島堤に対して 60° 傾いた方向から進入してきたと

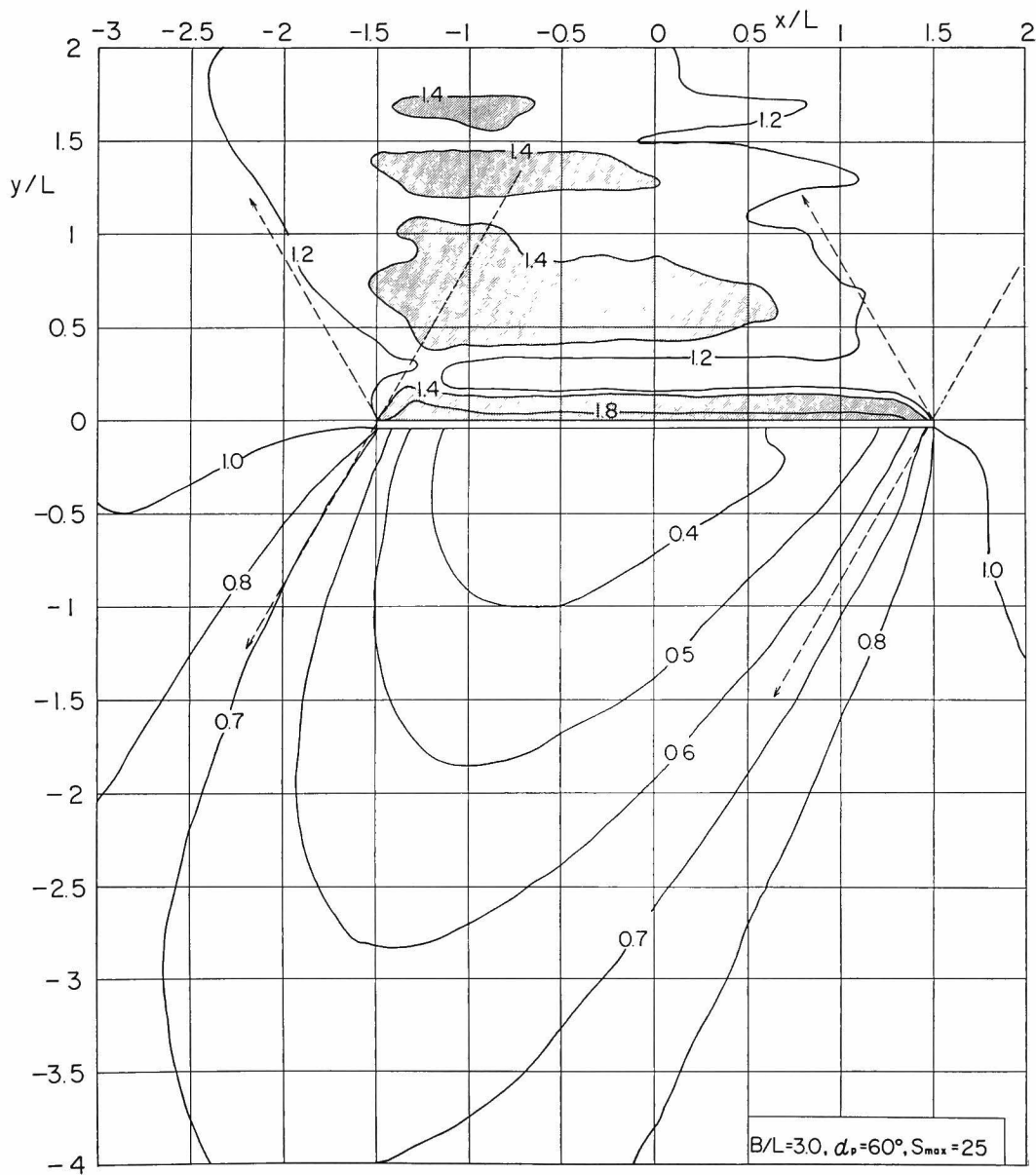


図-4.8 島堤周辺の不規則波の波高分布

きの島堤周辺の波高分布を示したものである。計算では周波数分割数 $N=5$ 、方向分割数 $M=20$ で、完全反射堤としている。波向範囲を $\pm 90^\circ$ にとっているため、波の主方向から時計回りに測って 60° 以上の波向をもつ成分波は島堤背後で反射を起している。しかし、この反射波を起す波のエネルギーはこの計算条件では全体の 10% 程度であるので、この影響は無視することができると考えられる。この図と 3. で示した規則波の波高分布図（図-3.2）とを比較すると、島堤前面では規則波の場合、入射波と反射波が重なり合い、波高比が $K_d > 1$ の部分と $K_d < 1$ の部分とが交互に現われ、重複波現象を起しているが、方向スペクトルを有する不規則波では全体に $K_d > 1$ となっている。ただし、 $y/L=1/(4 \sin 60^\circ)=0.29$ で $K_d < 1.2$ と他に比して波高は極端に小さく、また y/L がさらに大きくなると、波高は反射波の方向に小さく振動しながら減少している。 $y/L=0.29$ で波高が小さくなるのは、島堤に近い位相のずれが小さく、波のエネルギースペクトルのピーク周波数付近の波による重複波の節の影響が強く残っているためである。この現象は無限長の壁面に単一方向の不規則波が直角に作用したときの合田ら³⁴⁾による二次元的解析と同じものである。島堤から遠ざかるにしたがって波高が小さな変動を示しながら減少するのは、この重複波としての影響がわずかながら残っているためである。

島堤背後では、規則波の場合 $K_d < 0.2$ となる波高の非常に小さい部分が局所的に現われていたり、島堤に平行な線上では波高比が波状形を示していたが、不規則波になると、波高比の分布は非常にならされた形になり、図-4.8 では $K_d < 0.35$ となるような箇所はない。 $B/L=3$ の図-4.8 でも $K_d < 0.4$ の部分は島堤背後 1 波長以内、 $K_d < 0.5$ の部分にしても 2 波長以内であり、島堤の遮蔽効果は非常に狭い範囲に限られる。このため、港口部に島堤を設けて波を遮蔽しようとする、港口部と島堤との距離を長くすることは得策ではない。また、 S_{\max} の小さな風波の遮蔽に島堤を利用しようとする、波の方向分散が大きい、斜め入射の場合、当然島堤背面で反射波が生じ、遮蔽効果が落ちる。そこで、島堤の遮蔽効果を増すためには波の主方向がほぼ一定で、方向集中度の高い、つまり S_{\max} の大きな海域に設置するのがよい。この意味では、水深が波長に比して相対的に浅く、波の方向集中度が波の屈折で高くなる港に建設するのが効果的である。

(3) 不規則波の回折と方向スペクトルとの関連

時間的にも空間的にも不規則な海の波が防波堤によっ

て回折される場合、海の波を一つの代表波、たとえば有義波で代表させ、この波の周期および波向を用いて計算した回折係数が方向スペクトルを有する不規則波として計算した回折係数と実用的な精度の範囲内で一致するのであれば、一つの代表波で計算するだけで済み、計算が非常に容易になる。しかし、合田および永井³⁵⁾や合田および鈴木³⁶⁾が示したように、防波堤背後の波高観測値を説明するためには、海の波を方向スペクトルを有する不規則波として計算する必要がある、一つの代表波（有義波）で代表させて、規則波として計算したのでは波高を小さく見積ることになる。そこで、ここでは入射波の形によって波高比の分布がどのように変化するか調べてみた。

まず、入射波として海の波を、

- i) 有義波で代表させる規則波、
- ii) 単一方向の不規則波、
- iii) 単一周期の波で、波向だけが分布する不規則波、
- iv) 周期および波向とも分布する方向スペクトルを有する不規則波、

の 4 つの形に分類して、それぞれについて回折係数を計算して、回折係数の平面分布の相違を検討する。海の波を i) のように考えて計算する方法は、古くから行われている方法で、有義波の周期および波の主方向を用いて規則波の回折係数を求め、この回折係数に有義波高を乗じて港内波高を推定する方法である。ii) のように考えて計算する方法は、波の周期の不規則性、つまり周波数スペクトルのみを考慮し、波向を主方向の一方に限定して港内波高を算定する方法である。iii) のように考える方法は、周期の不規則性は考えず、有義波周期の単一周期のみとし、波向の分布のみを考慮する方法で、最後の iv) のように考える方法は、周期および波向ともに分布する海の波の不規則性を忠実に再現して計算する方法である。

図-4.9 および 4.10 にこれら 4 つの入射波の形に対する回折図を比較している。これらの図の計算条件は、 $B/L=3$ で、防波堤に対する入射波の波向（波の主方向）は 60° である。図-4.9 の実線と点線は、海の波をそれぞれ i) と ii) のように考えて計算した等波高比線を示し、図-4.10 の実線と点線は、海の波を iii) と iv) のように考えて計算した等波高比線を示している。

図-4.9 で有義波による回折図と単一方向で周波数分散のみを示す不規則波の回折図を比較してみると、後者の点線は前者の実線より細長く港内に延びている。また、前者で屈曲した等波高比線（たとえば $K_d=0.2$ の

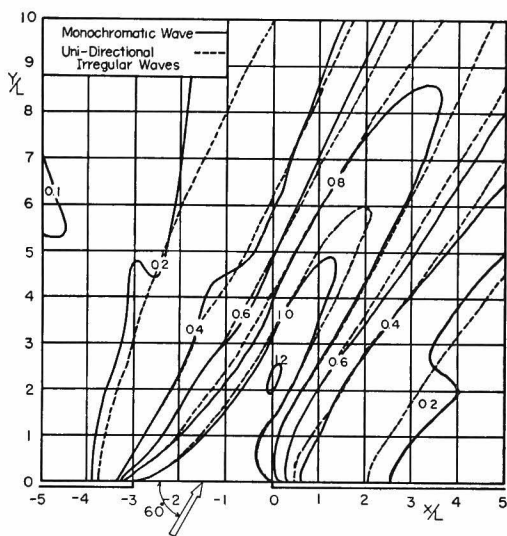


図-4.9 規則波と単一方向不規則波の回折図

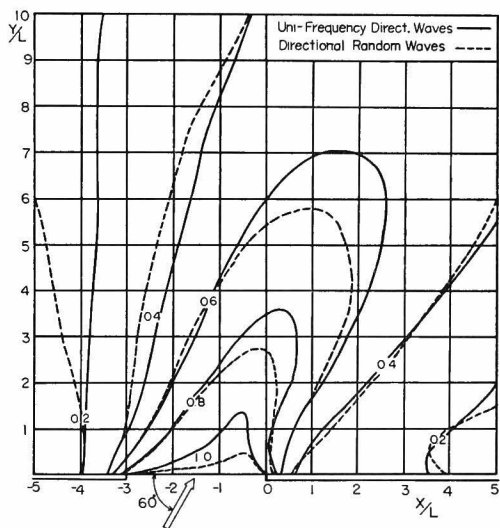


図-4.10 単一周期方向分散波と方向スペクトルを有する不規則波の回折図

線)は、周波数分散を考えることによってならされ、その結果、後者の点線は単調な形となる。このような差を等波高比線の分布形で示すが、波高比の値でみると両者の差は小さく、0.1 以下である。この程度の差であれば、周波数分散を考えずに周期として有義波周期で代表させても大きな問題はなさそうである。

つぎに、図-4.10 の波の方向分散のみを考慮した場合と方向スペクトルを用いた場合とを比較してみると、前

者の実線が後者の点線より細長く港内に延びているけれども、両者の間には大差はない。たとえば、 $x/L=2$ 、 $y/L=6$ の点について波高比 K_a を比較してみると、前者では $K_a=0.63$ 、後者では $K_a=0.57$ となって、ただか 0.06 の差である。このことは、上述の 図-4.9 の場合と同様に、周期としては有義波の周期で代表させてもよさそうである。

以上によって、周波数分散は回折係数にそれほど大きな影響を与えないことがわかった。そこで、つぎに方向分散の影響を調べるために 図-4.9 と 4.10 を比較してみると、等波高比線は大きく異った形を示している。 $K_a=0.8$ の線は、図-4.9 の有義波の回折図では $x/L=3.5$ 、 $y/L=8.5$ 付近まで延びているけれども、図-4.10 の方向スペクトルをもつ波では $x/L=0$ 、 $y/L=2.7$ 付近までしか延びていない。また、 $x/L=2$ 、 $y/L=6$ の点での波高比についても、前者で $K_a=0.93$ であったものが、後者では $K_a=0.57$ と差が 0.36 にもなる。このことは、回折係数には方向分散が非常に重要な要素になることを示している。

上述のように、波の回折係数には方向分散が非常に重要な要素となることがわかったので、波の方向分布形によって、つまり波の方向集中度によって波高比がどのように変化するか調べてみた。計算条件は 図-4.9 および 4.10 と同じであるが、方向集中度を示すパラメータ S_{\max} の値を 10, 25, 75, 200, ∞ の 5 種類に変えて計算した。ここに、 $S_{\max}=\infty$ は単一方向不規則波に対応する。式 (4.20) の光型型方向関数は S 値が式 (4.21) のように周波数の関数であるため、周波数によってその形を変える。しかし、 $\cos^{2l} \alpha$ 型方向関数の l と光型

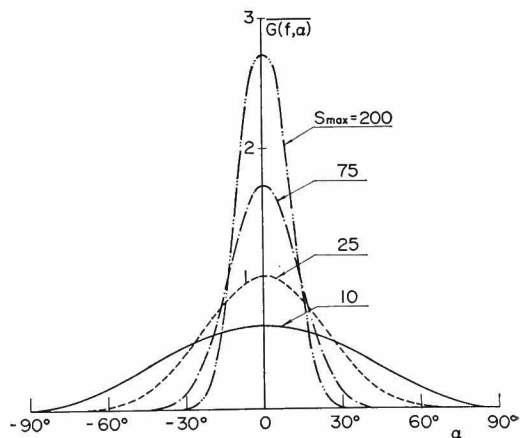
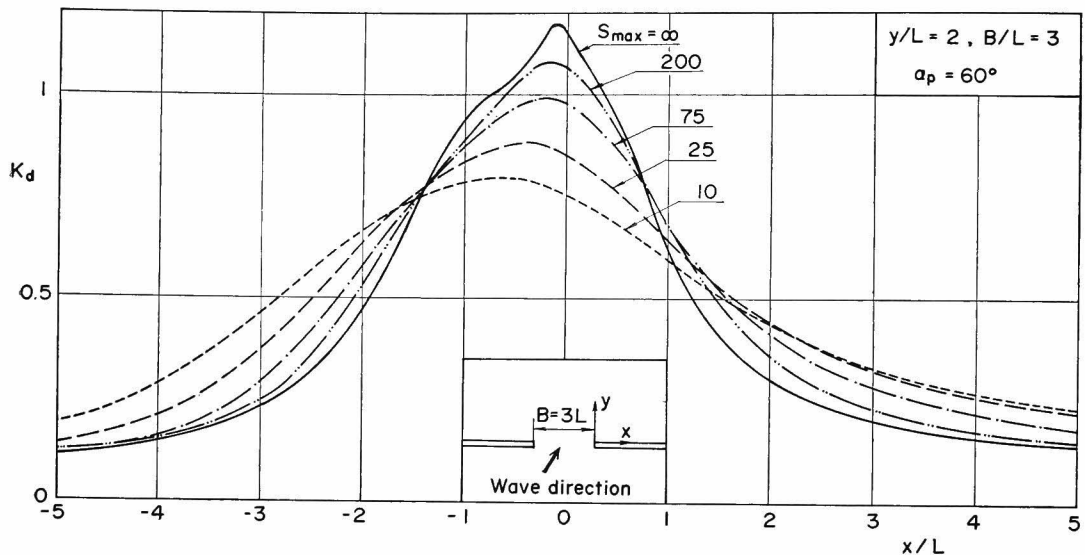


図-4.11 S_{\max} の値の変化による波向分布の変化

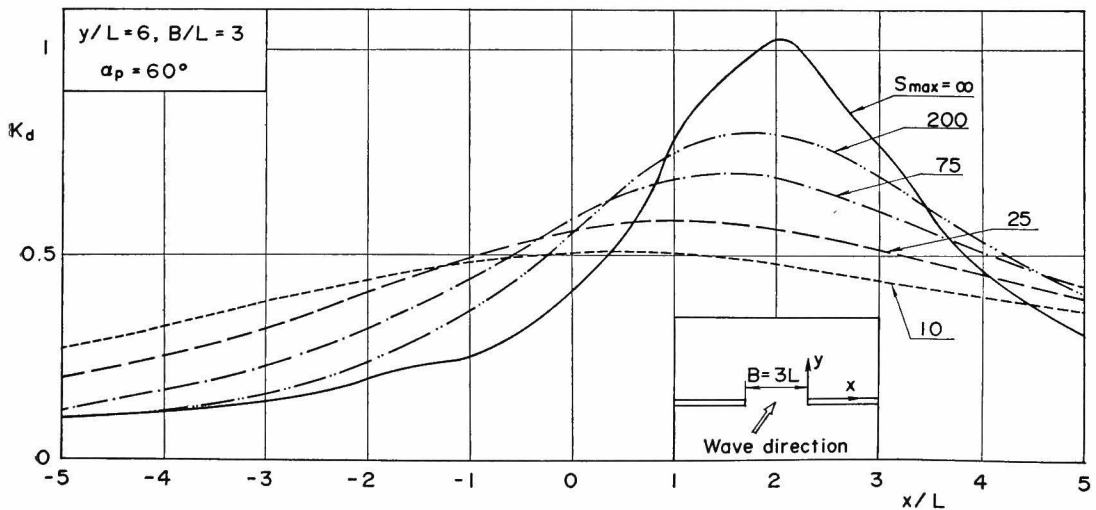
型方向関数との間には平均的にみて、 $l=0.115S_{\max}$ の関係があることが示されている³⁷⁾ので、この関係式を用いて、 $S_{\max}=10, 25, 75, 200$ における l の値を推定し、光易型方向関数を $\cos^2 l \alpha$ 型に変換したときの方向関数形を図-4.11 に示す。図中の $\bar{G}(f, \alpha)$ は f に関する $G(f, \alpha)$ の平均値である。この図でわかるように S_{\max} の増大とともに方向関数は主方向に集中するようになる。90% 以上の波のエネルギーが集中する波向範囲は、 $S_{\max}=10$ では $-60^\circ < \alpha < 60^\circ$ 、 $S_{\max}=75$ になると $-30^\circ < \alpha$

$< 30^\circ$ 、 $S_{\max}=200$ では $-15^\circ < \alpha < 15^\circ$ となる。

図-4.12 は S_{\max} の値を変えたときの波高比の変化を示したものである。図-4.12 (a) は $y/L=2$ 、(b) は $y/L=6$ 上での波高比の分布を示す。 S_{\max} の値を増加させると、当然のことながら単一方向不規則波の分布形に近づく。 S_{\max} の値による波高比の変化は、波高比分布のピーク付近と防波堤による遮蔽域で大きく、波高比の値はピーク付近では S_{\max} の値が小さいほど小さく、遮蔽域では S_{\max} の値が小さいほど大きくなる。図-4.12 (a)



(a) $y/L=2$



(b) $y/L=6$

図-4.12 S_{\max} の変化による波高比の変化

と (b) を比較してわかるように、 S_{\max} の値による波高比の変化は $y/L=2$ より $y/L=6$ の線上で大きく、防波堤から離れるに従って S_{\max} の値による波高比の変化が顕著になる。しかし、 $S_{\max}=10\sim 200$ と大きく変えても、 $S_{\max}=10$ と 25 では差は最大で 0.1 程度であり、 $S_{\max}=25$ と 75 でも両者の差はほぼ同じ値の 0.1 程度になるように、回折計算では S_{\max} の値を細く決定する必要はなく、 S_{\max} の大まかな数値さえわかれば、実用上十分である。

4.5 単一方向不規則波実験による理論の検証

(1) 実験水槽と実験装置

実験水槽は、港湾技術研究所の大型水工実験場内に設けた仮設水槽で、図-4.13 に示すような諸元を有している。また、水槽側壁には碎石による斜面を設けて、側壁からの反射波を除いた。

造波機は、2.4 で述べたものと同じビストンタイプの造波機で、本実験では本造波機 2 台を図-4.13 のように

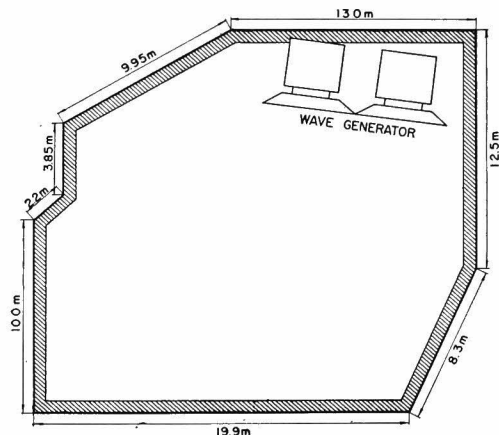


図-4.13 実験水槽と造波機の配置

配置して使用した。実験に使用した波は単一方向の不規則波で、その発生方法は概略以下のようにになっている。

- 1) 白色雑音発生器 2 台によって発生された雑音信号を 10 チャンネルのバンドパスフィルターに通して、所要のスペクトルを有する不規則波信号を発生させる。この場合、バンドパスフィルターの出力設定ダイヤルは予め計算によって求めておく。
- 2) この不規則波信号をまずデータレコーダに集録する。この不規則波信号をそのままの形で造波機に入力したのでは周波数が高過ぎるので、データレコーダのテープスピードを $1/10\sim 1/20$ に落して、造波機に入力する。
- 3) 周波数を落した信号を造波機に入れると、この信号

に従ってミナーシャモータが回転し、この回転が直接ボールネジに伝わり、造波板を前後に駆動する。

この方法で発生する不規則波は Bretschneider 型のスペクトル形を持つようにしてある。

波高計としては容量式の波高計を 3 台使用した。波形はデータレコーダに集録し、A/D 変換した後に大型計算機で統計解析した。

防波堤模型としては島堤実験に用いた模型を利用し、消波防波堤とする場合は模型周囲に $1:1.5$ 勾配の碎石マウンドを築いた。

(2) 実験条件

有義波高および有義波周期がそれぞれ $H_{1/3}=2\text{ m}$ 、 $T_{1/3}=10\text{ sec}$ の不規則波が 15 m の一様水深の場所に設置された開口幅 $B=300\text{ m}$ の港口部および長さ $B=270\text{ m}$ の島堤に入射することを想定して、縮尺 $1/100$ で実験することを考えた。その結果、実験では $H_{1/3}=2.0\text{ cm}$ 、 $T_{1/3}=1.0\text{ sec}$ 、開口幅 $B=3\text{ m}$ および島堤長 $B=2.7\text{ m}$ となる。

$H_{1/3}=2.0\text{ cm}$ 、 $T_{1/3}=1.0\text{ sec}$ の波を目標にして、開口部あるいは島堤を設置する予定の位置を囲む 28 点で入射波を測定した結果、28 点の平均値は表-4.1 のように

表-4.1 入射波の諸元

1/10 max. wave height $H_{1/10}$ [cm]	Significant wave height $H_{1/3}$ [cm]	Mean wave height \bar{H} [cm]	Significant wave period $T_{1/3}$ [sec]	Mean wave period \bar{T} [sec]
2.27	1.82	1.11	1.08	0.96

なった。しかし、波高はこの平均値のまわりをばらつき、平均値に対する波高比で示した波高の平面分布が図-4.14 である。この分布形からわかるように波高は平均値の $0.9\sim 1.2$ 倍の範囲にある。この図を参照して、開口部および島堤の位置を決定した。

入射波の諸元としては、表-4.1 の平均値を用いることにした。この表の有義波高および周期を用いて計算した式 (4.16) の Bretschneider 型のスペクトルと実測スペクトルとを比較したのが図-4.15 である。この図でわかるように、Bretschneider 型のスペクトルは、 $f>1\text{ Hz}$ の高周波側で実測スペクトルより大きく、 $f<1\text{ Hz}$ の低周波側で小さくなっている。高周波側における実測不規則波のエネルギー低下は水面の汚れによる波高減衰のためではないかと推定される。

防波堤としては完全反射堤と考えられる直立堤と防波堤のまわりに碎石を積んだ消波堤の 2 種類について実

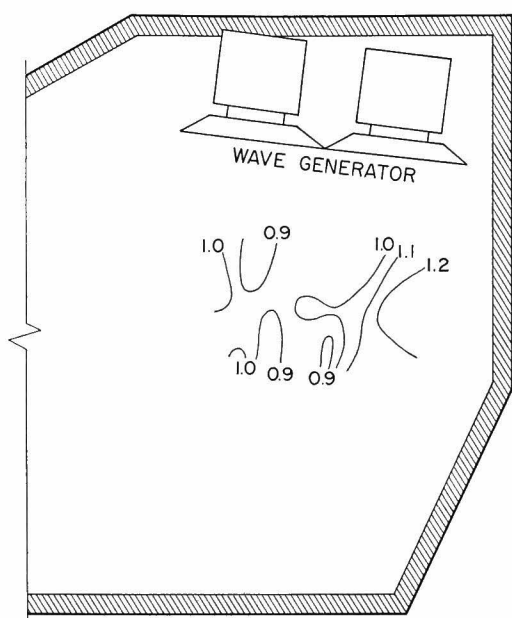


図-4.14 防波堤設置付近の入射波高比の分布

験を行った。数値計算を行う場合、防波堤の反射率を与えなければならないので、図-4.16 に示すような状態に消波堤を配置し、その前面に 20 cm 間隔に 2 台の波高計をセットして、入・反射波を分離する³⁸⁾ことによって不規則波の反射率 K_r を求めた。反射率 K_r は不規則波中の成分波の周期によって変わるけれども、ここでは各周期毎に求めるのではなく、入射波に対する反射波のエネルギー比の平方根として平均的な反射率を求めた。この実験に用いた不規則波は 表-4.2 のような 3 種類の

表-4.2 波形勾配による反射率の変化

Significant wave		Wave steepness $H_{1/3}/L$	Reflection coeff. K_r
Height $H_{1/3}$ [cm]	Period $T_{1/3}$ [sec]		
1.81	1.12	0.0145	0.48
1.06	1.12	0.0085	0.54
0.29	1.09	0.0024	0.63

不規則波である。その結果、反射率は 表-4.2 に示すような値になり、波形勾配が小さくなれば増加する傾向を示す。この実験結果を参照にして、数値計算に用いる反射率として $K_r=0.5$ と決めた。この反射率は防波堤に直角に波が進入する場合の反射率で、斜め入射の場合はこの値とは異なる可能性があるが、ここでは斜め入射波の場合でも、 K_r は直角入射時のもので代表されると仮

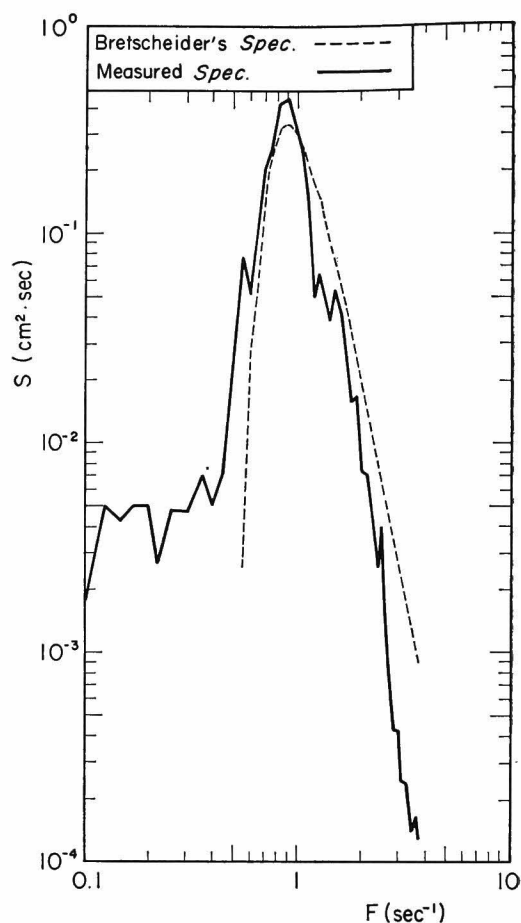


図-4.15 実測スペクトルと Bretschneider 型のスペクトルとの比較

定した。

(3) 実験ケースと波高測点

実験ケースは、表-4.3 にまとめられているように開

表-4.3 実験ケース

	Experimental case	Alignment of breakwater	B/L	K_r
Breakwater gap	G-1	Fig. 4.17	1.65	1.0 and 0.5
	G-2	Fig. 4.18		
	G-3	Fig. 4.19		1.0
Detached breakwater	D-1	Fig. 4.20	1.48	1.0 and 0.5
	D-2	Fig. 4.21		
	D-3	Fig. 4.22		

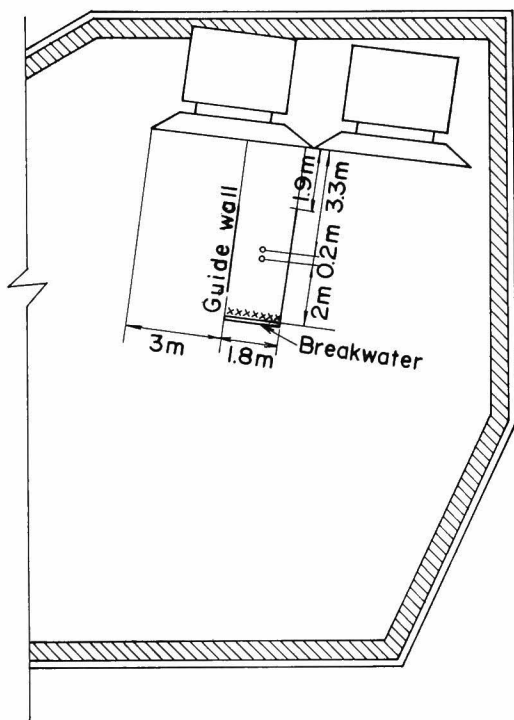


図-4.16 反射率の算定実験

口防波堤に関して3ケース、島堤に関して3ケースの計6ケースである。それぞれのケースについて防波堤が完全反射堤 ($K_r=1$) の場合と消波堤 ($K_r=0.5$) の場合について行った。各ケースの条件を示すと以下のようになる。

- i) ケース G-1: 図-4.17 に示されている防波堤配置では開口部を通過した波は一方の防波堤の背面で反射されて港奥に進入する場合である。
- ii) ケース G-2: 図-4.18 の防波堤配置は開口部を通過して直接波が港内に進入する通常の配置である。
- iii) ケース G-3: 図-4.19 の防波堤配置では造波板に近い方の防波堤によって回折された波が再度他方の防波堤で回折される二次回折が起る場合である。
- iv) ケース D-1: 図-4.20 のように島堤に直角に波が入射する場合である。
- v) ケース D-2: 図-4.21 のように島堤に波が $\alpha = 60^\circ$ 傾いて入射する場合である。
- vi) ケース D-3: 図-4.22 のように島堤に波が $\alpha = 45^\circ$ 傾いて入射する場合である。

波高測点は、各図中に小円で示されている。島堤の場合は島堤前・後面の両方で測定しており、ケース D-1 と

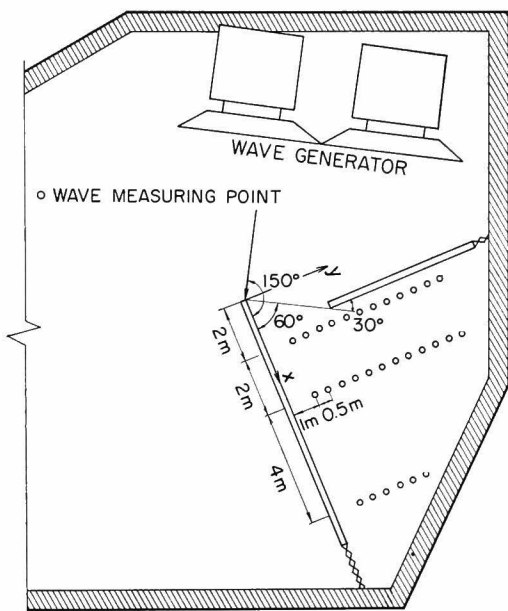


図-4.17 ケース G-1 における防波堤配置と測点

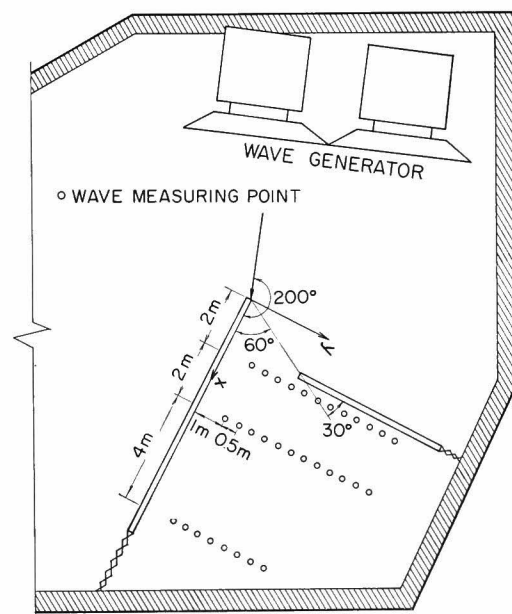


図-4.18 ケース G-2 における防波堤配置と測点

D-3 では前面の波高測点は島堤に直角方向の測線上にあるが、ケース D-2 では反射波方向にとっている。また、島堤背後では入射方向に測点は並んでいる。

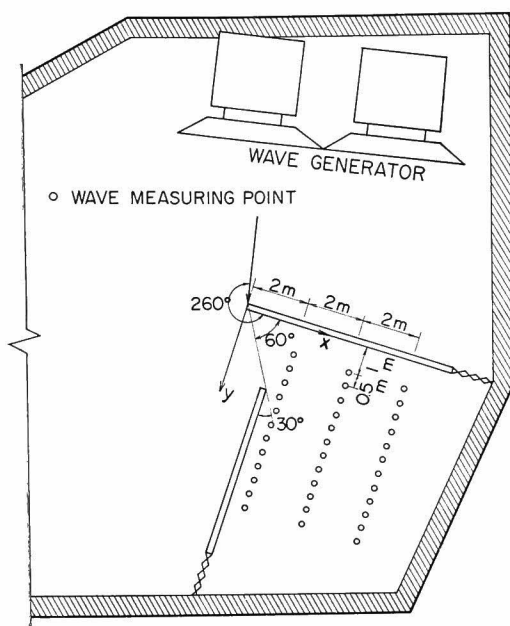


図-4.19 ケース G-3 における防波堤配置と測点

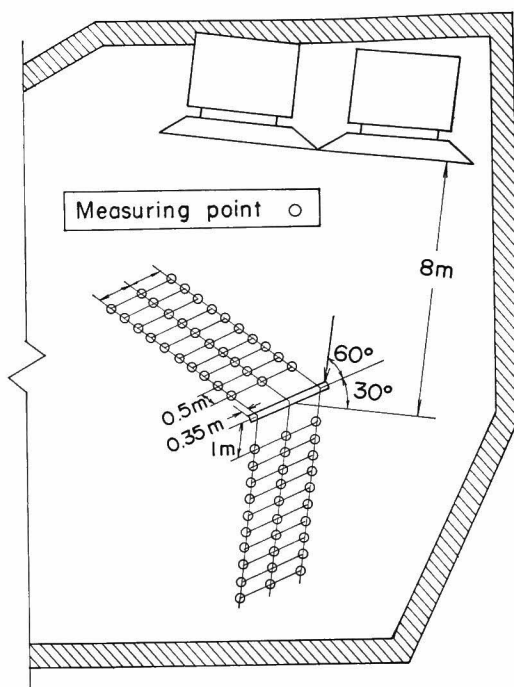


図-4.21 ケース D-2 における防波堤配置と測点

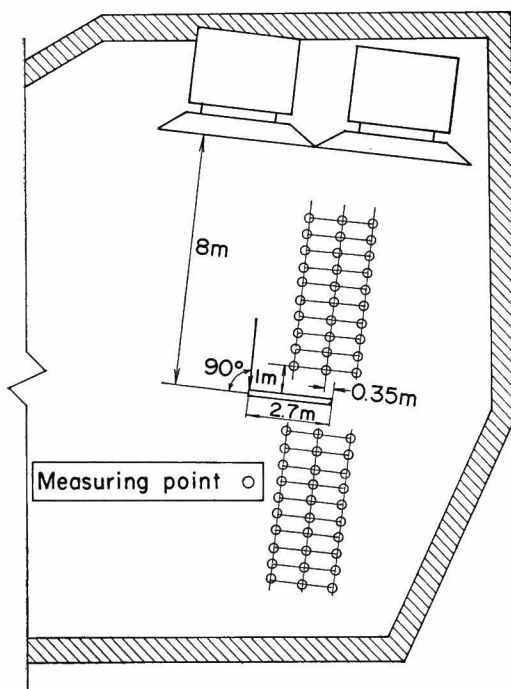


図-4.20 ケース D-1 における防波堤配置と測点

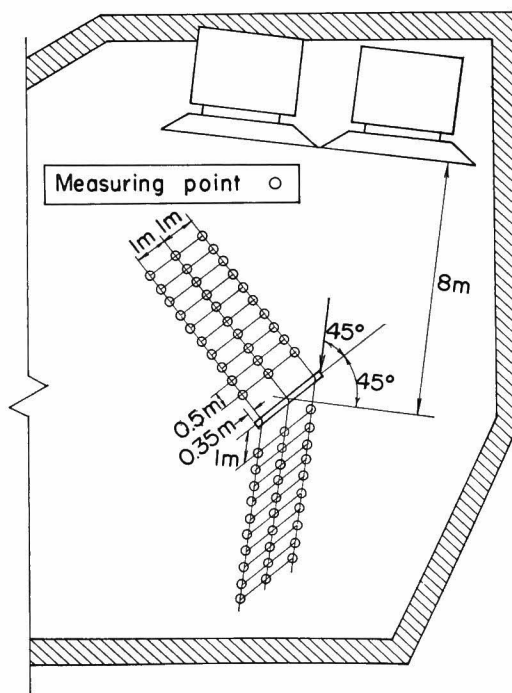


図-4.22 ケース D-3 における防波堤配置と測点

(4) 開口防波堤に関する実験値と計算値との比較

写真-4.1 は開口防波堤に関する実験状況を示したものである。

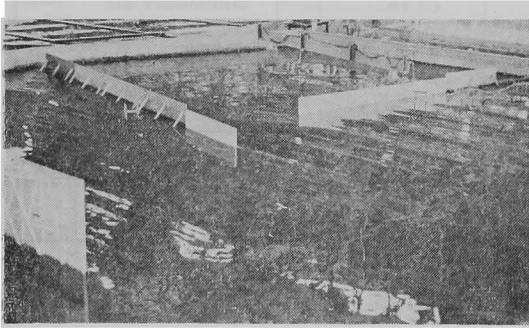


写真-4.1 開口防波堤に関する実験状況

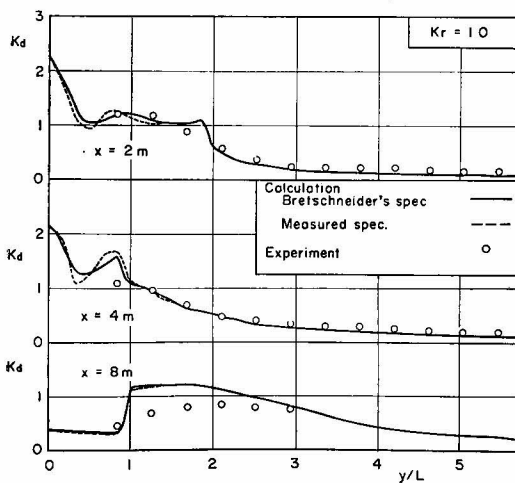
i) ケース G-1

本ケースは、図-2.9 (c) に対応する防波堤配置で、防波堤の背面での反射波が港奥に進入するケースである。完全反射堤に関して実験値と計算値を比較したのが図-4.23 である。図-4.23 (a) は波高比 K_d 、図-4.23 (b) は周期比 K_{aT} に関して比較したものである。図中の実線と点線はそれぞれ入射波の $H_{1/3}$ と $T_{1/3}$ で求めた Bretschneider 型のスペクトルと実測スペクトルを用いて計算した波高比であり、小円は実験による波高比である。図-4.15 に示したように入射波の実測スペクトルと Bretschneider 型のスペクトルとでは多少差があるけれども、波高比として計算した結果では $y/L < 1.5$ でわずかな差を示すだけで、両者による波高比はよく一致して

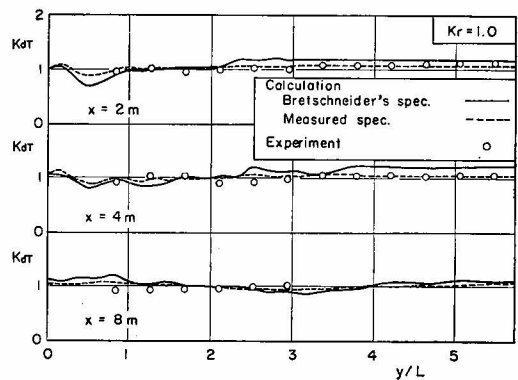
いる。このことは、この程度の入射波のスペクトルの差では波高比には大きな影響を与えないことを示している。実験値は $x=2\text{m}$ および 4m では比較的良好に実験値と一致しているが、 $x=8\text{m}$ では $y/L=1.0\sim 2.5$ の間で計算値が実測値より大きく、最大で実測値の 1.5 倍程度になる。この原因としては、計算では反射波の影響範囲を幾何光学的な反射領域として決め、この領域からの波のエネルギーの流入はないと仮定していることが考えられる。たとえば、 $x=8\text{m}$ で $y/L=1$ 付近で計算値は急激に波高が増大しているが、実験値はゆるやかに増大している。このような波高の急激な変化を示す部分は丁度領域の境界上になっており、計算では急激な波高変化を示すが、現実には波のエネルギーが境界を通して流れ出し、実験値のようになる。計算値と実験値と差が大きく現われる部分は計算値の波高比が急変する部分だけであることが図-4.23 (a) からわかる。

図-4.23 (b) に示される周期比 K_{aT} は、実測スペクトルを用いたものと Bretschneider 型のスペクトルを用いたものとは波高比の場合より差が顕著になっているが、差としては 0.1 程度で小さい。この原因としては周期比は式 (4.10) に示したように周波数の自乗に關係するため、図-4.15 に示された両スペクトルの差が顕著に現われたためだと考えられる。実験値は実測スペクトルを用いた周期比によく一致しているのがわかる。

図-4.24 は、防波堤周囲を砕石で巻いた消波堤に関して実験値と計算値とを比較したものである。図-4.24 (a) と (b) とはそれぞれ波高比と周期比に関する比較図であ

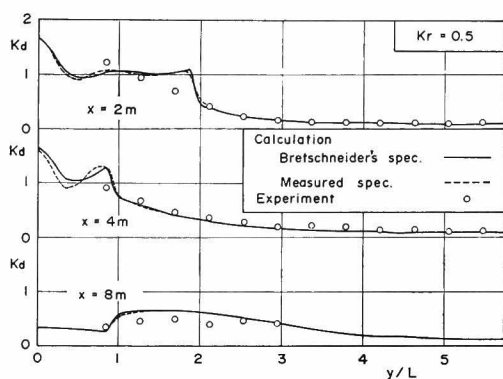


(a) 波高比

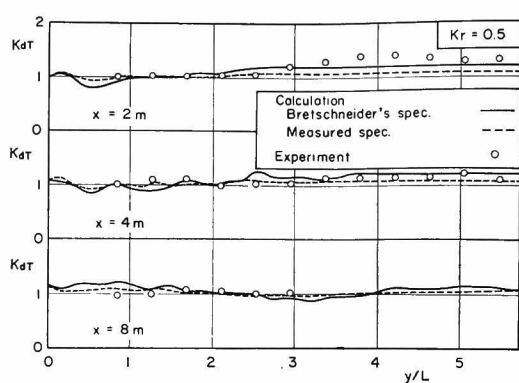


(b) 周期比

図-4.23 ケース G-1 における実験値と計算値の比較 ($K_r=1$)



(a) 波高比



(b) 周期比

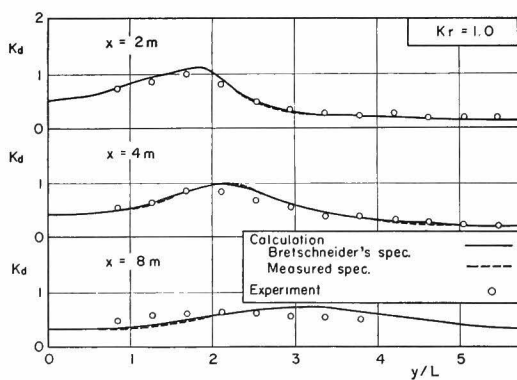
図-4.24 ケース G-1 における実験値と計算値の比較 ($K_r=0.5$)

る。図-4.24 (a) の波高比の計算値は、Bretschneider 型のスペクトルを用いても実測スペクトルを用いても、両者ともほとんど差がない。防波堤を消波堤にすることによって波高比 K_a は全般に小さくなる。特に、防波堤の背面での反射波が強く影響する部分、 $x=8\text{ m}$ における $1 < y/L < 2$ では K_a は完全反射堤の場合の約 6 割程度に波高が下る。実験値は、計算値と比較的よく一致し、完全反射堤の場合に一致の悪かった、 $x=8\text{ m}$ 、 $1.0 < y/L < 2.5$ でも計算値に近づいている。しかし、波高比が急変する部分では計算値と実験値の間には最大で 0.3 程度の差がある。消波堤にすることによって計算値と実験値が比較的よく一致するようになった理由としては、消波堤にすることによって港内波高が全体的に低下し、各領域間の波高の急激な変化が緩和されるため領域間の境界を流出入する波のエネルギーが少なくなるためだと考えられる。

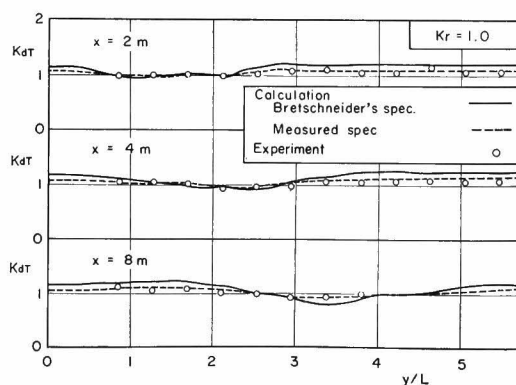
図-4.24 (b) の周期比は、実測スペクトルを用いた場合と Bretschneider 型のスペクトルを用いた場合とで 0.1 以下の差で、実験値は実測スペクトルを用いたものによく一致している。ただし、 $x=2\text{ m}$ における $y/L > 3.5$ では実験値は実測スペクトルで計算したものより 0.2 程度大きくなって、この部分では差が他の測線に比して大きい。しかし、この差が何に起因するか明らかにできなかった。

ii) ケース G-2

本ケースは、防波堤の開口部を通った波が直接港内に進入する場合である。完全反射堤に関して実験値と計算値とを比較したのが 図-4.25 である。図-4.25 (a) は波高比 K_a 、図-4.25 (b) は周期比 K_{aT} に関する比較図である。図-4.25 (a) の波高比は、Bretschneider 型のスペクトルを用いても、また実測スペクトルを用いてもほとんど差がない。実験値は、波高分布のピーク付近で

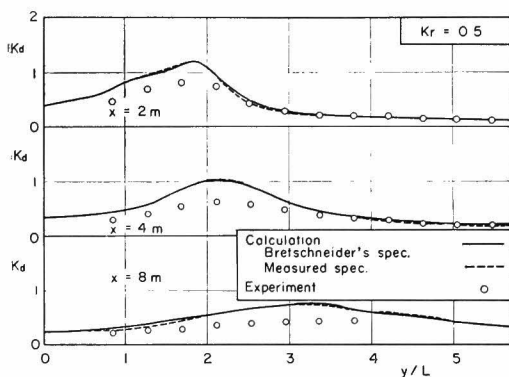


(a) 波高比

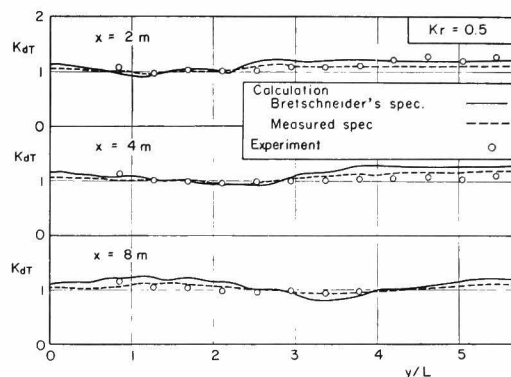


(b) 周期比

図-4.25 ケース G-2 における実験値と計算値の比較 ($K_r=1$)



(a) 波高比



(b) 周期比

図-4.26 ケース G-2 における実験値と計算値の比較 ($K_r=0.5$)

0.1 程度計算値より小さくなっているが、その差はわずかで実験値と計算値の一致は非常によい。

図-4.25 (b) の周期比は、ケース G-1 で述べたと同じ理由によって実測スペクトルを用いた場合と Bretschneider 型のスペクトルを用いた場合とでも波高比の場合より差が顕著になっている。実験値は実測スペクトルを用いたものに非常によく一致している。

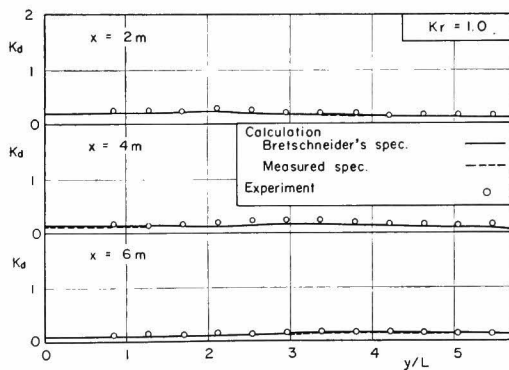
図-4.26 は、防波堤を消波堤にした場合の実験と計算値の比較図である。図-4.26 (a) の波高比 K_a についてみると、実測スペクトルを用いても Bretschneider 型のスペクトルを用いても両者の間にはほとんど差がない。図-4.25 (a) と 図-4.26 (a) とを比較してわかるように計算値は防波堤を消波堤にしても完全反射堤の場合とほとんど同じ波高比を示すが、実験値は消波堤にすることによって完全反射堤の場合よりも K_a の分布のピーク付近で小さくなる。その結果、実験値は K_a のピーク付近

で計算値より最大で 0.4 程度小さくなる。一方、 K_a の分布のピーク付近からはずれた防波堤の遮蔽領域では計算値と実験値の一致は非常によい。

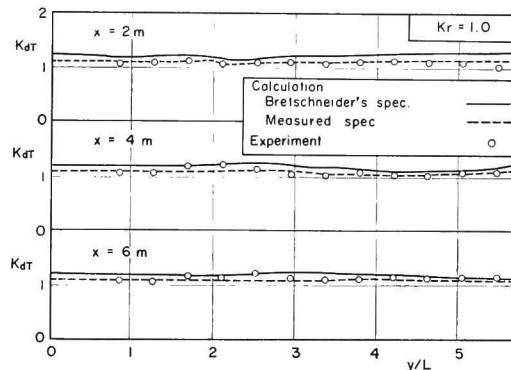
図-4.26 (b) の周期比に関しては、Bretschneider 型スペクトルの場合と実測スペクトルの場合とではすでに述べた理由によって両者の差は顕著になる。実験値は実測スペクトルを用いた計算値によく一致しており、波高比のように消波堤にすることによって計算値と大きな差を示すことはない。

iii) ケース G-3

このケースは、造波板に近い防波堤によって回折された波が再度背後の防波堤で回折される二次回折の現象が起る場合である。このケースについては消波堤にすることの効果が非常に小さいと想定されたので、消波堤については実験を行わなかった。図-4.27 に実験値と計算値の比較が示してある。図-4.27 (a) は波高比、図-4.27



(a) 波高比



(b) 周期比

図-4.27 ケース G-3 における実験値と計算値の比較 ($K_r=1$)

(b) は周期比に関する比較図である。

図-4.27 (a) の波高比についてみると、2 回回折されるため波高比は $K_d=0.1\sim 0.2$ と非常に小さくなっている。計算値は実測スペクトルを用いても Bretschneider 型のスペクトルを用いてもほとんど差がない。また、実験値は計算値と非常によく一致している。

図-4.27 (b) の周期比は、他のケースの場合と同様に実測スペクトルを用いた場合と Bretschneider 型のスペクトルを用いた場合とで 0.1 程度の差が現われている。実験値は実測スペクトルを用いた計算値に非常に近い。このケースでは、計算値も実験値も $K_{AT}>1$ であり、周期の長い波が進入し易くなっていることがわかる。

以上、開口防波堤による波の回折に関して単一方向の不規則波を用いた実験と近似解による数値計算との比較によって得られる結果は以下のように要約される。

- i) 近似解を用いた数値計算でも実験値とよく一致しており、近似解による数値計算は実際問題に適用できることがわかった。ただし、ケース G-1 のように数値計算された波高が急変するような部分では計算値をそのまま用いるのではなく、滑らかにすりつけ、急変を避けるようにするのがよい。
- ii) 開口部を通して直接波が進入するケース G-2 の場合、消波堤にすることによっても波高比の計算値はほとんど変化しなかったが、実験値は波の直接進入領域では低下することがわかった。このことは、ケース G-2 のような防波堤配置でも消波堤にすることによって波の直接進入領域では波高を低下させることができることを意味している。
- iii) 実測スペクトルと有義波の波高および周期から求めた Bretschneider 型スペクトルとは図-4.15 で示すような差を示すが、波高比は両者ともにほとんど変わらず、この程度のスペクトルの差は波高比の計算に影響しないことがわかった。しかし、周期比に関しては周波数の自乗でくため、両者のスペクトルで差が顕著になる。
- iv) 周期比に関しては、実験値は実測スペクトルを用いた計算値によく一致する。このことは、入射波のスペクトル形が正確に表わせるなら、数値計算はかなりの精度で周期比を推定できることを示している。
- v) 周期比の変化は小さく、 $0.8 < K_{AT} < 1.2$ の範囲であるが、周期に敏感に反応する浮体の運動を考える場合、周期の変化に注意を払う必要がある。

(5) 島堤に関する実験値と計算値との比較

写真-4.2 は、防波堤に波が直角入射するときの実験

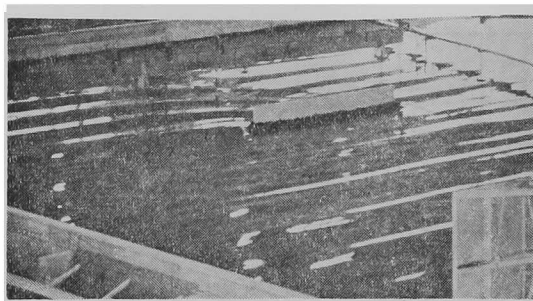


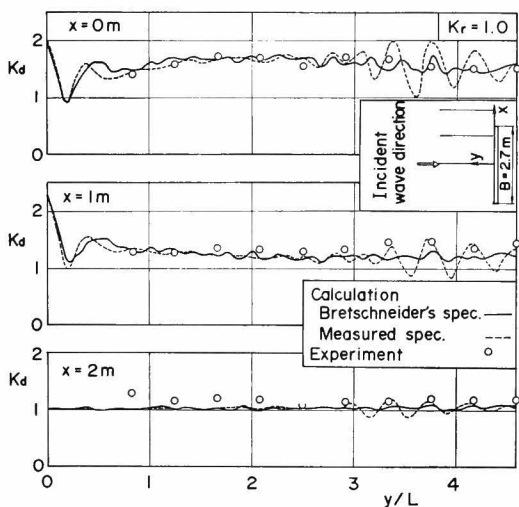
写真-4.2 島堤に関する実験状況

状況を示したものである。碎石マウンドで囲んで消波堤とした島堤背後に波が回折してゆく様子がよくわかる。

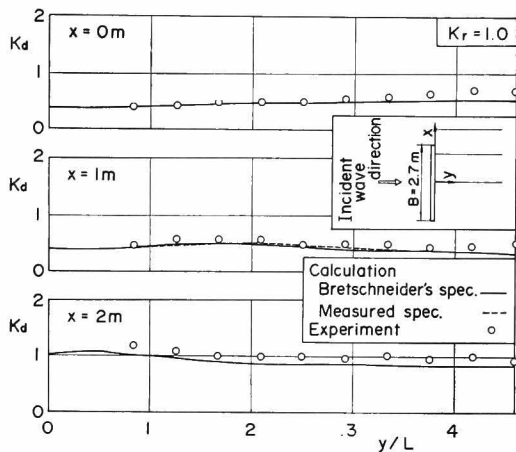
i) ケース D-1

本ケースは、島堤に直角に波が入射する場合のものである。完全反射堤に対する波高比の計算値と実験値の比較が図-4.28 に示してある。図-4.28 (a) は島堤前面、図-4.28 (b) は島堤背後の波高比を示したものである。図-4.28 (a) の前面波高の計算値は、島堤面では $K_d>2$ となり、完全重複波以上の波高を示し、島堤の反射領域内の測線 ($x=0\text{ m}$ と 1 m) では島堤から $L/4$ 度離れた地点で $K_d\approx 1$ の極小値を示す。この極小値の発生する原因は図-4.8 で説明したように入射波のスペクトルのピーク周波数付近における成分波の重複波による節の影響が強く現われているためである。 $y/L<3$ までは、 $x=0\text{ m}$ では $K_d=1.5$ 、 $x=1\text{ m}$ では $K_d=1.25$ 付近を K_d は小さく変動している。一方、島堤から離れた測線 ($x=2\text{ m}$) では、 $y/L<3$ までは $K_d\approx 1$ で反射波の影響はほとんどなく、 $y/L>3$ で反射波の影響が現われ、波高が小さく変動するようになる。 $y/L<3$ では、Bretschneider 型のスペクトルを用いても実測スペクトルを用いても両計算値は最大で 0.2 程度の差はあるもののほぼ同じ傾向を示しているが、 $y/L>3$ になると実測スペクトルを用いた波高比は大きく波打つ形を示しているのに対し、Bretschneider 型のスペクトルを用いた波高比では、波打つ形は顕著になるものの実測スペクトルを用いたものよりもその変動振幅は小さい。この傾向はどの測線でも同じである。実測スペクトルを用いたときにこのような波状傾向が顕著になるのは、図-4.15 でわかるように実測スペクトルのエネルギー集中度が高いためだと思われるが、 $y/L>3$ においてだけこの傾向が現われる理由についてはよくわからなかった。

実験値は、 $x=1\text{ m}$ と 2 m の測線上では実測スペクトルを用いた計算値に近いようであるが、 $x=0\text{ m}$ の測線でははっきりした傾向はない。実験値は計算値と比較的



(a) 島堤前面



(b) 島堤背後

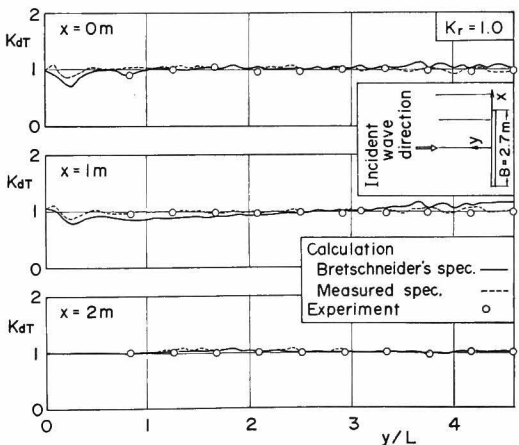
図-4.28 ケース D-1 における完全反射堤の場合の波高比に関する実験値と計算値の比較

よく一致しており、近似解による計算であっても実用上問題はないように思われる。

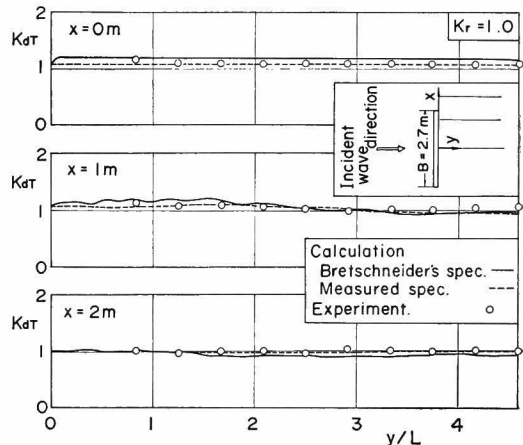
図-4.28 (b) の島堤背後になると、両計算値の差はほとんどなくなり、たかだか 0.05 である。このように島堤背後の回折波で両計算値の差が極端に小さくなる原因としては、島堤前面では入射波と反射波が重なるためスペクトルの相違が顕著になるが、島堤背後では成分波の回折係数が 1.0 以下となりスペクトルの形の相違が目立たなくなるためである。実験値は非常によく計算値と一致し、それらの差は 0.2 以下である。特に、 $x=2\text{m}$

の測線で実験値が計算値より大きくなったのは、この測線が島堤の外側にあるため、図-4.14 で示すような入射波の波高の変動がこの測線では大きな影響を与えたためだと考えられる。

図-4.29 は、島堤が完全反射の場合の周期比について実験値と計算値を比較したものである。図-4.29 (a) は島堤前面、図-4.29 (b) は島堤背面での比較図である。図-4.29 (a) の島堤前面における周期比の計算値は、Bretschneider 型のスペクトルを用いた場合が $0.7 < K_{d\tau} < 1.2$ 、実測スペクトルを用いた場合が $0.85 < K_{d\tau} < 1.1$



(a) 島堤前面



(b) 島堤背後

図-4.29 ケース D-1 における完全反射堤の場合の周期比に関する実験値と計算値の比較

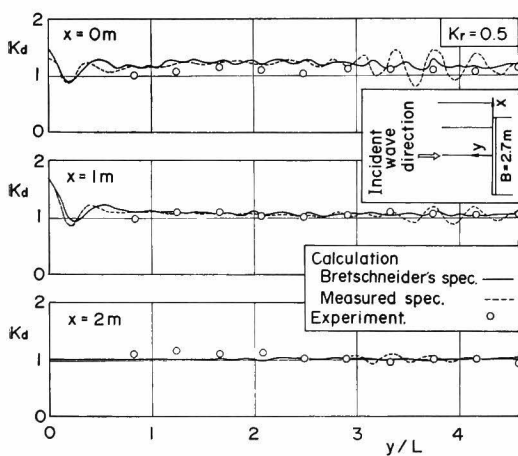
となって、Bretschneider 型のスペクトルを用いた場合の周期比の変動が大きい。島堤による反射波の影響の強い測線 ($x=0\text{ m}$ と 1 m) では、島堤から約 $L/4$ だけ離れた点で周期比が最も小さくなる。この原因としては、スペクトルのピーク付近の成分波はこの点で重複波の節を形成し、波高比を小さくするのに対し、スペクトルのピーク周波数からずれる波の波高比は大きく、また短周期の波は長周期の波よりそのエネルギーが大きいため、全体としては周期が短くなったものと考えられる。 $x=2\text{ m}$ の測線では、島堤からの反射波の影響が小さく、入射波の周期に支配されるため、 $K_{ar}\approx 1$ である。実験値は $0.95 < K_{ar} < 1.05$ の範囲の変動で、周期比の変動は小さく、実測スペクトルを用いた計算値に近い値を示す。

図-4.29 (b) の島堤背後の周期比は、実測スペクトルを用いた計算値では $0.95 < K_{ar} < 1.1$ 、Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値では $0.9 < K_{ar} < 1.2$ となって、やはり前者の変動が小さい。 $x=0\text{ m}$ の測線では実測スペクトルを用いた計算値は Bretschneider 型のスペクトルを用いたものより一様に 0.1 程度小さく、また両計算値ともに $K_{ar} > 1$ である。 $x=1\text{ m}$ の測線では、両計算値ともに $y/L < 2.5$ で $K_{ar} > 1$ であるが、実測スペクトルを用いた計算値はこの間では Bretschneider 型のスペクトルを用いたものより小さい。両計算値ともに回折波の影響の強い、 $x=0\text{ m}$ や $x=1\text{ m}$ の測線で $y/L < 2.5$ では $K_{ar} > 1$ となり、このような領域では周期の長い波が島堤背後に回り込み易くなっていることがわかる。実験値は、実測スペクトルを用いた計算値とよく一致しており、精度よく周期比を推定するためには実

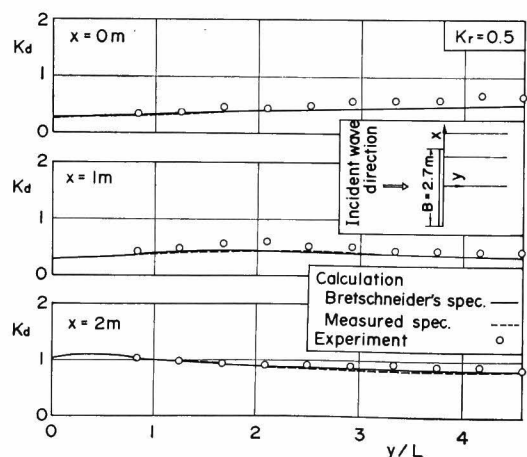
測スペクトルを用いる必要がある。

図-4.30 は、島堤の周囲に碎石マウンドを設けて消波堤にした場合の波高比に関する計算値と実験値とを比較したものである。図-4.30 (a) は島堤前面、図-4.30 (b) は島堤背後における比較図である。図-4.30 (a) の島堤前面の波高比は、図-4.28 (a) の完全反射堤の場合に比して、 $x=0\text{ m}$ の測線では約 0.4 、 $x=1\text{ m}$ の測線では約 0.1 小さくなっているが、両計算値とも変動の形態は完全反射堤の場合と同じである。その結果、両計算値同志の差は完全反射の場合より小さくなっている。 $x=2\text{ m}$ の測線では反射波の影響を受けにくい線上にあるため、完全反射の場合と大きな差はなく、 $K_a \approx 1$ である。実験値は $x=0\text{ m}$ の測線では計算値より全体的に $0.1 \sim 0.2$ 小さくなっているが、 $x=1\text{ m}$ の測線では計算値と比較的よく一致している。しかし、 $x=1\text{ m}$ で実験値と計算値がよく一致しているように見えるのは、 $K_a \approx 1$ であるため反射波の影響が小さく、差が顕著に現われなかったことによるものである。 $x=2\text{ m}$ の測線上で実験値が計算値より 0.15 程度大きくなっている点があるが、これは前述のように入射波の波高変動によるものと思われる。この点を除けば、実験値は計算値とよい一致を示している。

図-4.30 (b) の島堤背後では、図-4.28 (b) と比較して計算値は島堤近傍で 0.1 程度の差があるだけでほとんど変化がない。4.3 (2) で述べたように、これは回折波に関しては堤体の反射率は堤体近傍を除いてほとんど影響を与えないことを示している。また、実測スペクトルを用いても Bretschneider 型のスペクトルを用いても波高比はほとんど同じである。つまり、回折波の波高に対



(a) 島堤前面



(b) 島堤背後

図-4.30 ケース D-1 における消波堤の場合の波高比に関する実験値と計算値の比較

しては入射スペクトルの多少の違いは大きな影響を与えないことを示している。実験値は全体的に計算値より大きい傾向を示しているが、両者の差は最大で 0.2、平均的には 0.1 以内である。また、実験値の変動傾向は計算値とよく一致しており、計算で波高比を推定しても実用上問題は無いように思われる。

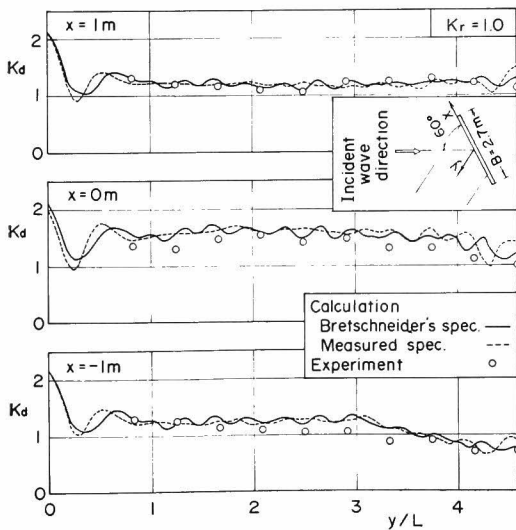
周期比については、消波堤でも完全反射堤とほぼ同じ傾向を示すため、ここでは消波堤に関する周期比については図示していない。

ii) ケース D-2

本ケースは波向に対して防波堤を 60° 傾けた場合のケースである。測線は図-4.21 に示すように島堤中央と中央から両側 1 m 離れた島堤上の点から、島堤前面では反射方向、島堤背後では入射方向に取っている。

図-4.31 は完全反射の島堤に関して波高比の実験値と計算値を比較したものである。図-4.31 (a) は島堤前面、図-4.31 (b) は島堤背後における比較図である。島堤前面の測線 $x=0$ m と 1 m 上では、図-4.21 でわかるように造波板の端から波の進行方向に取った線より外側およびこの線の近傍に測点が存在する。実験では導波板を設けなかったため、これらの測点の入射波は波のエネルギーが波峰線方向に流れ出すため小さな波高になる。入射波の波高がこのような現象を起こさなければ生じた波高の λ 倍に低下したとすると、この地点の波高比 K_d' は、

$$K_d' = \sqrt{\lambda^2 H_i^2 + (K_d^2 - 1) H_i^2} / H_i \\ = \sqrt{\lambda^2 + (K_d^2 - 1)} \quad (4.27)$$

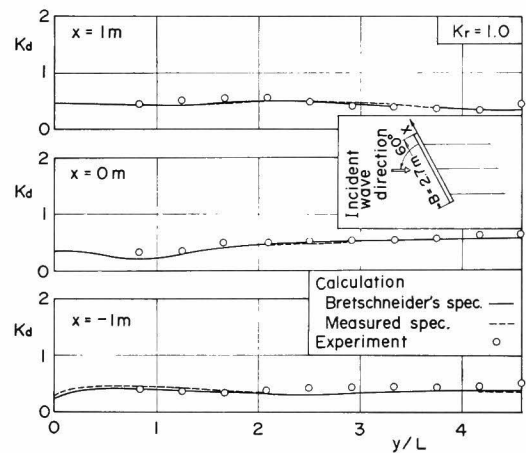


(a) 島堤前面

で表わせる。ここに、 K_a は入射波の波高が低下しないときの波高比である。 K_d' を算定するためには、 K_a の値はすでに島堤に対する反射・回折計算で求まっている値を用いればよいが、 λ については推定しなければならない。 λ の推定値としては、造波板面の延長線上に造波板の端を堤端とする仮定の半無限堤を考え、これに波が直角入射してきたときの回折波の波高比で与えることにした。このようにして計算した結果、 $x=0$ m では $y/L > 3.8$ 、 $x=-1$ m では $y/L > 3$ で波高比が低下することになった。

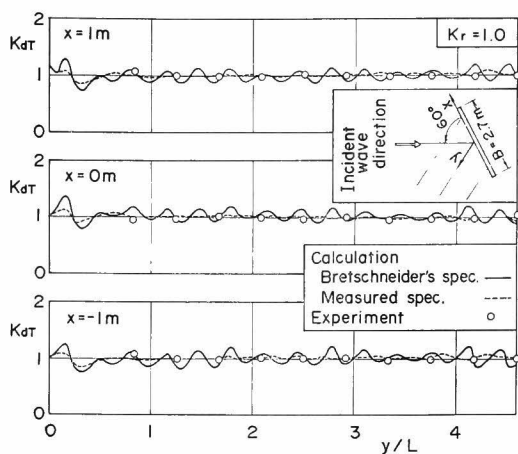
計算値は、防波堤上で $K_a > 2$ であった値が $y/L = 0.3$ 付近では $K_a = 1$ 近くまで低下し、さらに少し増大して、全振幅が 0.2 程度の小さな変動を示してはいるが、平均的にみればほぼ一定値で、 $x=1$ m では $K_a \approx 1.2$ 、 $x=0$ m では $K_a \approx 1.6$ 、 $x=-1$ m では $K_a \approx 1.25$ となって、島堤中央を通る測線上の値が大きい。 $y/L = 0.3$ 付近で小さな K_a を示すのは直角入射の場合と同じ理由によるが、島堤が 60° 傾いているため直角入射の $y/L = 1/4$ より大きくなっている。Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値が実測スペクトルを用いたものより K_a の変動が激しい傾向を示す。

実験値は、 $x=1$ m では計算値に比較的良好に一致するが、 $x=0$ 、 -1 m では計算値より小さい傾向があり、差が大きい場合には 0.3 程度も小さくなる。式 (4.27) で計算した波高比は $x=0$ m の $y/L > 3.8$ 、 $x=-1$ m の $y/L > 3$ で実験値と比較的良好に一致しており、半無限堤

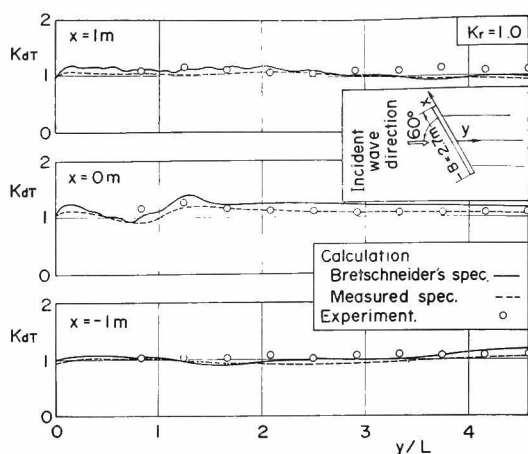


(b) 島堤背後

図-4.31 ケース D-2 における完全反射堤の場合の波高比に関する実験値と計算値の比較



(a) 島堤前面



(b) 島堤背後

図-4.32 ケース D-2 における完全反射堤の場合の周期比に関する実験値と計算値の比較

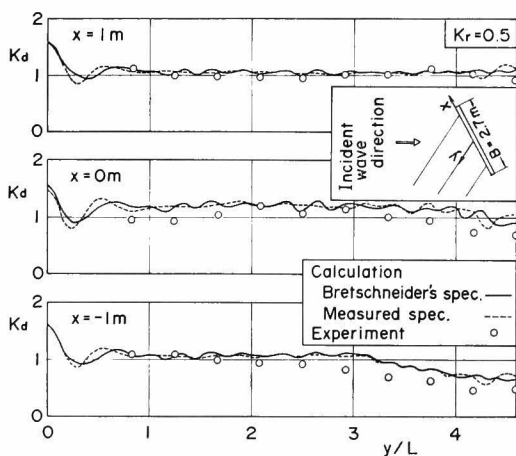
に対する回折係数を λ の値として与えて、入射波の波高が変化する場合の波高比を推定する方法は実用的には有効な方法であることがわかる。

図-4.31 (b) の島堤背後では、両計算値は非常によく一致し、両者の差は 0.05 程度である。実験値と計算値は差があっても 0.1 程度と小さく、よい一致を示している。

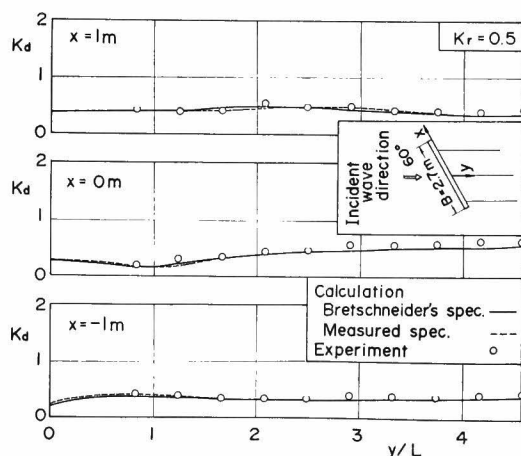
図-4.32 は周期比に関して計算値と実験値とを比較したものである。図-4.32(a) の島堤前面では、Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値は $0.75 < K_{aT} < 1.3$ の間にあって、約 $0.28L$ 周期で $K_{aT}=1$ のまわりを小さく変動しているが、実測スペクトルを用いた計算値は $0.85 < K_{aT} < 1.1$ とその変動は小さく、前者の計算値のような周期変動は顕著に現われない。実験値は常にほぼ K_{aT}

$=1$ で、実測スペクトルを用いた値に近い。

図-4.32 (b) の島堤背後では、明らかに周期比の計算値の間には差があり、特に $x=0$ m の測線上では両者の差が顕著で、 $y/L < 1$ では Bretschneider 型のスペクトルを用いた値が実測スペクトルを用いた値より常に 0.2 程度大きい。このように防波堤背後の周期比に関して両計算値の間に顕著な差が現われた原因としては、島堤背後では K_a の値が小さく、そのため両スペクトルの高周波側における差が著しく現われたことによるものと思われる。島堤背後の波高の小さい部分では $K_{aT} > 1$ となる部分が多く、長周期波の影響が強いことがわかる。実験値は全体に実測スペクトルを用いたものに近い。このことは、周期比の計算では入射波の正確なスペクトルを与



(a) 島堤前面



(b) 島堤背後

図-4.33 ケース D-2 における消波堤の場合の波高比に関する実験値と計算値の比較

える必要があることを示している。

図-4.33 は、消波堤にしたときの計算値と実験値を比較したものである。図-4.33 (a) の島堤前面では、消波堤にすることによって波高比は小さくなっている。 $x=1\text{ m}$ や -1 m の測線では、 $y/L>1$ において $K_a\approx 1.05$ で、ほぼ入射波だけの波高のようにになっているが、反射波の波高だけを取り出すと、 $0.32H_i$ となって反射波高としては小さくないことがわかる。 $x=0\text{ m}$ の測線では $y/L>1$ において $K_a\approx 1.2$ と波高比が高い。両計算値は、一部で 0.2 程度の差を示す場合もあるが、比較的良好一致しているといえよう。実験値は、 $x/L=0$ 上で 0.2 程度計算値より小さくなっている箇所もあるが、全体としては比較的良好一致する。

図-4.33 (b) の島堤背後では、両計算値は 0.05 以内の差でよく一致する。また、これらの計算値は島堤が完全反射である場合とほとんど変わらない。計算値は実験値の変化特性をよく表現しておると同時に、値においても 0.1 以内の差で一致している。

iii) ケース D-3

本ケースは島堤の傾斜角を大きくし、波向に対して 45° 傾けた場合のものである。このケースでは、島堤前面の波高は島堤に直角な測線上で測っており、ケース D-2 のように反射方向にはとっていない。一方、島堤背後については前述したケースと同様に入射方向に測線をとっている。

図-4.34 は完全反射の島堤に対する計算値と実験値との比較図である。図-4.34 (a) の島堤前面では、波高測

線を島堤に直角にとっているため、島堤による反射波の影響の強い部分では波高比の変動は大きい。その影響が弱くなると、波高比は $K_a=1$ に近づく。 $x=1\text{ m}$ では $y/L>1$ 、 $x=0\text{ m}$ では $y/L>2$ 、 $x=-1\text{ m}$ では $y/L>3$ で $K_a\approx 1$ となって、ほぼ入射波だけになる。 $x=-1\text{ m}$ 上の $y/L>3.8$ で波高比が減少するのは、ケース D-2 と同様に造波板の長さが有限であることによって造波板の端の影響が現われ、入射波高が減少しているためである。ここでも式 (4.27) を用いて波高比を修正している。反射波の影響領域は幾何光学的な反射で推定した領域よりも広く、たとえば、 $x=0\text{ m}$ では幾何光学的な反射領域は $y/L<1.1$ であるのに対し、計算では $y/L<2$ となっている。このような反射波の影響範囲の拡大は反射波のエネルギーが波峯線方向にも流れてゆくためである。Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値は細かく変動しているが、実測スペクトルを用いたものは滑らかな変動になっている。両計算値の差は島堤前面付近で大きく、遠ざかるに従って、つまり反射波の影響が小さくなるに従って小さくなっている。実験値は計算値と 0.15 以内の差であり、両計算値のうちのどちらに近いとも判断できかねる。

図-4.34 (b) の島堤背後では両計算値の差は 0.05 以内で非常によく一致している。また、実験値は、 $x=-1\text{ m}$ の $2<y/L<2.5$ で計算値より 0.3 程度大きくなっていることを除けば 0.1 以内の差で計算値とよく一致している。

図-4.35 は島堤の反射率を 0.5 にした場合の波高比の

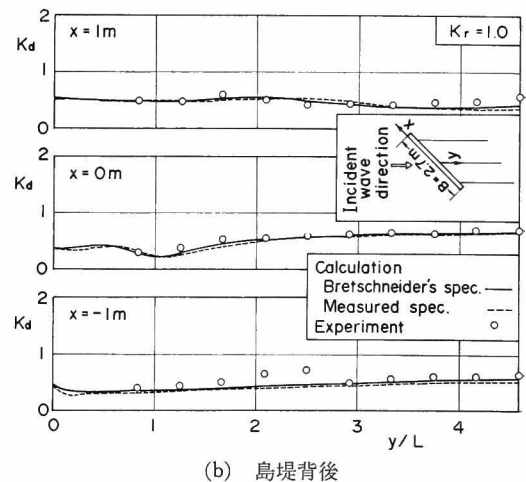
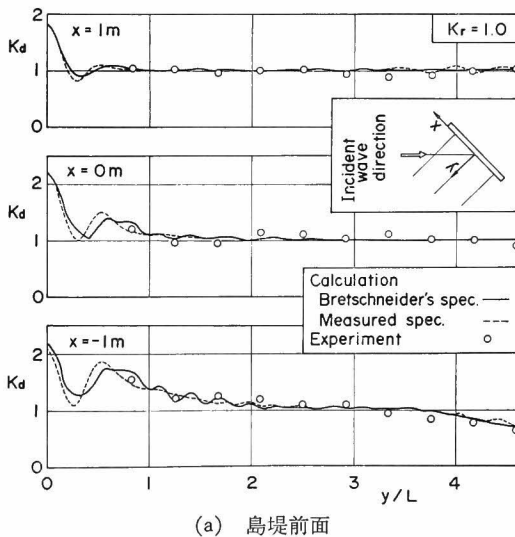
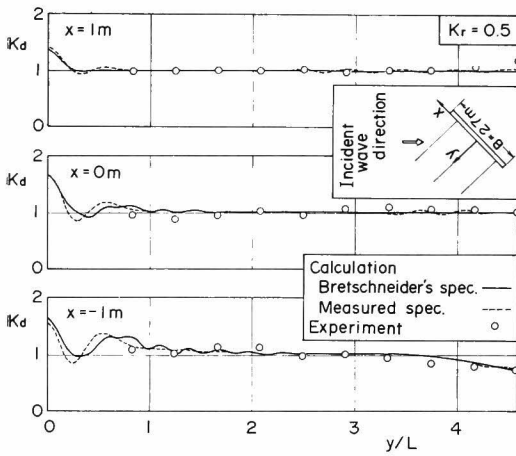
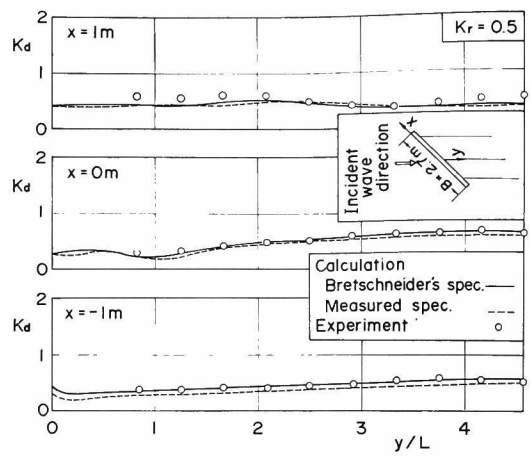


図-4.34 ケース D-3 における完全反射堤の場合の波高比に関する実験値と計算値の比較



(a) 島堤前面



(b) 島堤背後

図-4.35 ケース D-3 における消波堤の場合の波高比に関する実験値と計算値の比較

比較図である。図-4.35 (a) の島堤前面では反射率が下がったために計算値の波高変動は小さくなっている。両計算値の差は、図-4.34 (a) と同じ傾向を示すが、波高比が小さいために、その差は小さくなっている。実験値は 0.1 以内の差で計算値と一致している。

図-4.35 (b) の島堤の背後では両計算値の差は、 $x = -1\text{m}$ 上で顕著で一様に 0.1 程度の差を示すけれども、他の測線ではその差は 0.05 以下である。実験値は Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値に近い傾向を示すが、両計算値の差は小さいためどちらの計算式を用いても実験値との差は 0.1 以下である。

以上の、島堤に関する実験値と計算値とを比較した結果は、つぎのように要約される。

- 1) 島堤前面では、Bretschneider 型のスペクトルを用いたものと実測スペクトルを用いたものとは、反射波の影響が強い箇所では差が顕著になるが、波高の変化特性は両計算値ともによく一致している。前者の計算値では波高比に細かい変動が生じているのに対し、後者の波高比はゆっくり変化している。実験値は両計算値の中間にあり、どちらの計算値に近い判断し難い。
- 2) 島堤の反射率を小さくすると前面の波高比は減少し、両計算値の差は完全反射の場合より小さくなる。実験値は比較的良好に両計算値に一致する。
- 3) 島堤背後の計算値および実験値の波高比は、島堤が完全反射堤であっても消波堤であっても島堤付近を除いてはほとんど変化しない。
- 4) 島堤背後では両計算値の差は非常に小さく、入射波のスペクトル形の差は計算ではほとんど現れない。

また、実験値は計算値に非常によく一致している。

- 5) 周期比は周波数の自乗で効くので、Bretschneider 型のスペクトルと実測スペクトルの高周波側での差が顕著に現われる。
- 6) 島堤前面の周期比は、Bretschneider 型のスペクトルを用いた場合は細かく変動するが、実測スペクトルを用いた場合はゆっくりした変動になる。実験値は実測スペクトルを用いた計算によく一致する。
- 7) 島堤背後の周期比は波高比に比較して両計算値の差が顕著に現われ、実験値は実測スペクトルを用いた実験値に近い。
- 8) 島堤背後では Bretschneider 型のスペクトルを用いても実測スペクトルを用いても波高比に関してはほとんど差がなかったけれども、周期比ではその差が顕著になる。実験値が実測スペクトルを用いた計算値に近いことから判断して、線型理論の成立する範囲の波の条件では周期比を精度よく推定するためには入射波の実測スペクトルを用いることが必要である。

4.6 護岸および防波堤による反射波高の推定法

(1) 反射波高の算定法

隅角部を有する護岸前面の波高分布については、三井^{39),40)}が護岸延長が半無限に長い場合について理論と実験によって検討している。三井の計算結果によると、凸型隅角部の場合、隅角部の近傍を除けば護岸沿いの波高は他方の護岸の存在による影響をほとんど受けておらず、それぞれを独立に半無限堤と考えて、波高分布を計算しても大きな差はない。しかし、凹型隅角部の場合には、両護岸からの反射波が互に影響し合うので、独立に

半無限堤として計算することはできなくなる。通常の護岸や防波堤ではその延長は有限な長さであるため、有限な幅で反射された波は反射面から離れるに従ってその波高を減少させ、凹型隅角部であっても他方の反射壁の影響を全延長に渡って受けるとは限らない。

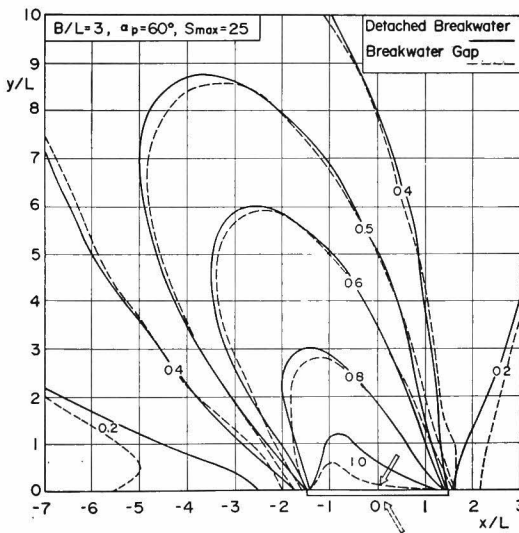
小舟および大里⁴¹⁾は Green 関数を用いて、隅角部を有する有限長の防波堤の前面沿いの波高を算定している。ただし、計算時間との関連もあって有限な厚さの防波堤であることを無視し、隅角部を有する有限長の護岸として計算する近似解法を提案している。防波堤の背後に波が回り込むことを考えなくても、この近似解法で実用上十分な精度を有するとして、近似解法を用いて不規則波に対する計算を行っているが、この近似解法でも不規則波に対して適用すると多くの計算時間を要し、実用的でない。そこで、隅角部から離れた地点に対する反射波は反射面を仮想の開口部としたときの回折図で表わされると考えて、防波堤沿いの波高を計算している。この方法による防波堤沿いの波高は上記の近似解法による計算値と実用上十分な精度で一致している。

小舟および大里は、反射面を仮想の開口部として回折図を用いて反射波を推定しているが、島堤背後に波が回り込むことによる反射波への影響が少ないことを考えると、仮想開口部と考えるより反射面を島堤と考え、島堤による反射波で推定するのが合理的だと思われる。特に、凸型隅角部を有する防波堤や護岸では他方の反射面

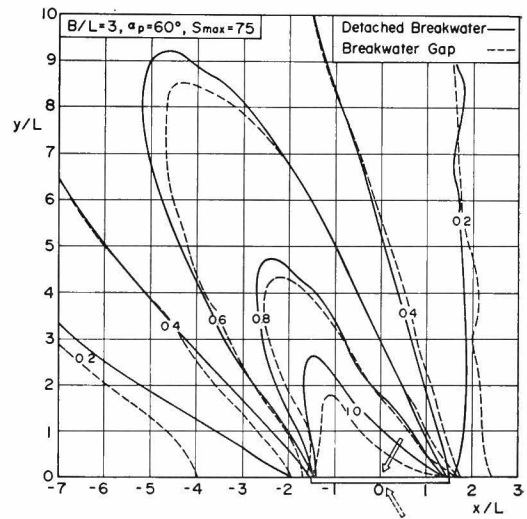
による反射波の影響が、三井の計算結果でも隅角部付近を除いてほとんどないことを考えると、反射面を島堤と想定するのが妥当だと考えられる。そこで、反射面を島堤と仮定した場合と開口部と想定した場合とでどの程度反射波の推定値が異なるか比較を行ってみた。

図-4.36 はこの比較を示したものである。開口部による回折波および島堤による反射波の計算はそれぞれ 2.3 (2) および 3.3 (1) で示した、半無限堤による波の回折の解の重ね合わせで求める近似解を用いた。島堤による反射波は、式 (3.38) から入射波を取り除けばよく、図-3.3 の記号を用いて、次式のように表わされる。

$$\begin{aligned} \phi_r = & \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ k r_1 \cos (\theta_1 - \alpha) + \frac{\pi}{4} \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{k B}{2} \cos \alpha \right\} \right] \\ & \times \left[\left\{ C(\gamma_{11}) - \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{11}) - \frac{1}{2} \right\} \right] \\ & + \frac{K_r}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ k r_1 \cos (\theta_1 + \alpha) + \frac{\pi}{4} \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{k B}{2} \cos \alpha \right\} \right] \\ & \times \left[\left\{ C(\gamma_{12}) - \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{12}) - \frac{1}{2} \right\} \right] \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ k r_2 \cos (\theta_2 - \pi + \alpha) + \frac{\pi}{4} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{k B}{2} \cos \alpha \right\} \right] \end{aligned}$$



(a) $S_{\max}=25$ の場合



(b) $S_{\max}=75$ の場合

図-4.36 反射壁を島堤とみなした場合と仮想開口部とみなした場合の反射波高の平面分布の比較

$$\begin{aligned}
& \times \left[\left\{ C(\gamma_{21}) - \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{21}) - \frac{1}{2} \right\} \right] \\
& + \frac{K_r}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ k r_2 \cos(\theta_2 + \pi - \alpha) + \frac{\pi}{4} \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{k B}{2} \cos \alpha \right\} \right] \\
& \times \left[\left\{ C(\gamma_{22}) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_{22}) + \frac{1}{2} \right\} \right] \quad (4.28)
\end{aligned}$$

この式 (4.28) を用いて、不規則波の計算を行えばよい。

図-4.36 では、島堤の長さを $B/L=3$ および入射波の進入角度を $\alpha_p=60^\circ$ としている。図-4.35 (a) は $S_{\max}=25$ 、図-4.36 (b) は $S_{\max}=75$ の方向スペクトルを有する不規則波における比較図である。島堤として計算した等波高比線（実線）は、仮想開口部として計算した点線より両図とも y/L が大きい地点まで達しており、反射波の減衰が小さくなっている。両計算値の差は、両図ともに y/L が小さい部分で顕著であり、また $S_{\max}=75$ と方向集中度の高い場合に著しくなる。しかし、波高比の値としてみると、 $y/L < 2$ の防波堤近傍を除けば、両計算値の間に著しい差はなく、せいぜい 0.05 程度であるので、仮想開口部として推定してもよいことがわかる。

(2) 反射壁の分割による反射波高の推定法

反射壁が有限な長さであっても、反射壁の長さが波長に比して長くなれば、入射する波高および波向は地形の影響で場所的に異なる可能性がある。このような場合には反射壁の長さを適当に分割し、その分割区間内では波高および波向が一様の波が入射するとして計算することが必要となるが、反射面を分割し、それぞれを島堤として計算することが可能かどうか検討しておくことが重要である。そこで、 $B/L=4$ の島堤をそのままの状態で計

算したときの反射波高と $B/L=2$ の 2 つの島堤に分割した場合の反射波高を比較してみた。

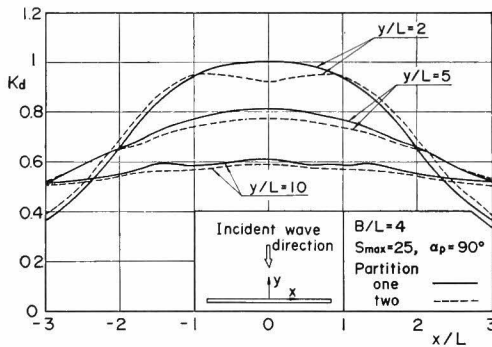
図-4.37 は、波が島堤に直角に入射する場合の比較図で、図-4.37 (a) は $S_{\max}=25$ 、図-4.37 (b) は $S_{\max}=75$ の場合である。両図ともに実線が一つの島堤として計算した波高比を示し、点線が島堤を 2 つに分割したときの波高比を示している。分割した場合の合成波の波高比としては、

$$K_d = \sqrt{K_{d1}^2 + K_{d2}^2} \quad (4.29)$$

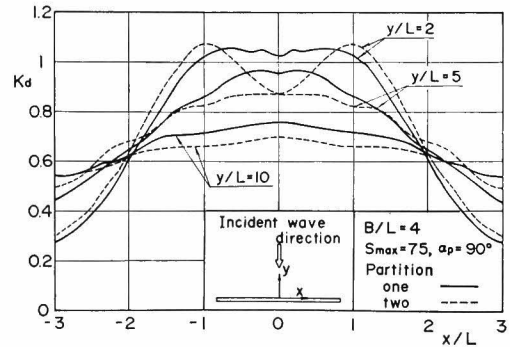
として、それぞれの波のエネルギー和として求めた。ここに K_{d1} と K_{d2} は 2 つに分割したそれぞれの島堤による反射波の波高比である。これらの図でわかるように、 $B/L=4$ を一つの島堤として計算した実線は島堤を分割したときの点線より島堤中心線 ($x/L=0$) 付近で大きく、島堤中心線より離れた領域では小さくなる。特に、 y/L が大きいほど、実線が点線より大きくなる領域が広がる。

島堤に近い $y/L=2$ の線上では島堤を 2 つに分割すると、それぞれの島堤中央部 ($|x|/L=1$) にピークが現われ、 $x/L=0$ の反射壁中央部では反射波の波高が小さくなる傾向がある。反射面をひとつの島堤とみた場合にはこのような傾向は現われず、その結果、 $x/L=0$ の島堤の分割線上で両計算値は大きな差を示す。 $x/L=0$ での両計算値の差は、 $S_{\max}=25$ で 0.07、 $S_{\max}=75$ で 0.15 となり、波の方向集中度が大きいほど差が大きくなる。これは S_{\max} が大きいと方向が 1 方向に集中するようになるためと、波のエネルギーが y/L が小さい箇所では横方向にあまり流れ出していないことによる。

$y/L=5$ および 10 になると、点線には 2 つのピークが現われず一山型の分布形になり、また実線との差も小



(a) $S_{\max}=25$ の場合



(b) $S_{\max}=75$ の場合

図-4.37 島堤の分割による反射波の波高変化

さくなる。両計算値の差は、 $y/L=5$ の線上では $S_{\max}=25$ で 0.05, $S_{\max}=75$ で 0.07, また $y/L=10$ の線上では $S_{\max}=25$ で 0.03, $S_{\max}=75$ で 0.06 となる。

このように反射面を2分割してそれぞれの区間を島堤とすると、反射面近傍では反射面を一つの島堤として計算した反射波の波高分布とは異った分布形を示し、2山型の分布形となる。また、反射面の分割は、波の幾何光学的な反射領域の波高を小さく見積る傾向を示し、この傾向は S_{\max} が大きい、つまり方向集中度の強い波ほど著しくなる。反射面から離れるに従って両計算値の差は小さくなり、 $y/L>5$ では実用上両者の差は無視してもよいように思われる。

以上のようなことから考えると、反射面の分割は一般的な波向であっても、入射波高が $S_{\max}=75$ では 20% 以上、 $S_{\max}<25$ では 10% 以上異なる場合には反射面を分割して計算するのがよい。また、波向が異なる場合についてはどの程度の波向変化で分割するかは対象とする地点によっても異なるけれども、 $y/L=2$ の線上で考えると、 $S_{\max}\leq 75$ では、波向が 10° 以上異なる場合には島堤に分割するのがよい。対象地点が遠くなれば、波向が 10° 以下でも島堤に分割して考える必要があるようであるが、そのような地点では K_a の変化がゆるやかであるので、遠い対象点でも 10° を目安にすればよいと考えられる。上記の波高と波向に関する条件のうちどちらかの条件を満足すれば、島堤に分割して計算を行うのがよい。

(3) 防波堤による反射波高の計算例

防波堤あるいは護岸による反射波は、前述の三井の方法や小舟および大里による方法あるいは数値波動解析法で計算できる。しかし、三井の方法では反射面の反射率を変えることが困難であるし、数値波動解析法では不規則波に適用することや反射波のみを算定することが困難である。また、小舟および大里による方法は実用的な方法ではあるが、仮想開口部を用いており、反射面近傍の値の精度が落ちる。不規則波の反射波が容易に計算でき、広領域の計算も容易で、実用上十分な精度を有する方法としては、反射面を島堤と考えて計算する方法がよい。

この方法はすでに述べたように反射面を島堤と考え、島堤前面の反射波だけを計算する方法である。数個の反射面がある場合にはそれぞれの反射面を島堤として、反射波の波高を次式で算定する。

$$H = \sqrt{\sum_{i=1}^N (H_r)_i^2} \quad (4.30)$$

ここに、 $(H_r)_i$ は i 番目の反射面による反射波高、 H は反射波の合成波高で、すべて有義波高で示されている。

このような方法で、2つの隅角部を有する防波堤について計算したのが、図-4.38 である。計算条件は、波高 1 m, 周期 8 sec, $S_{\max}=25$ の不規則波が防波堤Ⅱ(長さ 200 m)に直角に入射する条件である。ただし、防波堤Ⅱの両側にはそれぞれ隅角 120° と 150° を有する長さ 100 m の防波堤ⅠとⅢが配置されている。本計算では防波堤前面の海域は 20 m の一様水深としている。各防波堤の中央に入射する波は、防波堤によって波向範囲が制限されるので、入射する波向範囲内の波のエネルギーに相当するような波高をもつようにしている。その結果、防波堤Ⅰ、Ⅱ、Ⅲにはそれぞれ 0.95 m, 0.99 m, 0.99 m の波が入射することになる。図中の実線はすべての防波堤が完全反射堤であるとしたときの反射波高の分布を示し、点線は防波堤Ⅱの反射率を 0.5 に下げたときの反射波高の分布を示す。

すべての防波堤が完全反射堤である場合、三井の計算によると、隅角点では隅角 120° の場合、反射波高は $H=2$ m, 150° の場合 $H=1.4$ m にならなければならないが、本計算ではどちらも $H=1.2$ m 程度で隅角点の反射波高が小さい。これは合成波を求めるときにエネルギー和の平方根で反射波高を推定しているのに対し、このような隅角点近傍では反射波の位相が揃うためこのエネルギー和で求める方法が成立しないことと、本計算では防波堤間の多重反射を考えていないことによるものと考えられる。しかし、本計算の場合、隅角が大きいので多重反射による影響は小さく、主として前者の原因によるものと思われる。防波堤ⅠとⅢの反射波が高い部分では防波堤Ⅱの反射波と重って、防波堤Ⅱの前面で波高が増大している。反射波の等波高線は防波堤Ⅱによる反射波の方向に長く延びており、防波堤から離れた地点では防波堤Ⅱによる反射波が卓越することがわかる。本計算では最大の反射波高 1.4 m が防波堤Ⅱのすぐ前面で右側隅角点から 40 m の位置に現われている。この波高は防波堤Ⅰの反射波によるものである。また、防波堤Ⅲの反射波によって 1.3 m 以上の波高が防波堤Ⅱの前面の右半分に現われている。

防波堤Ⅱの反射率を 0.5 に下げると、防波堤から離れた地点では反射波高は完全反射堤の場合の約 6 割の値に下がる。反射波高が半分にならないのは、防波堤ⅠとⅢ、特に防波堤Ⅲの反射波の影響が強いためである。反射波高の分布は、防波堤Ⅲの反射波の影響で左方に傾い

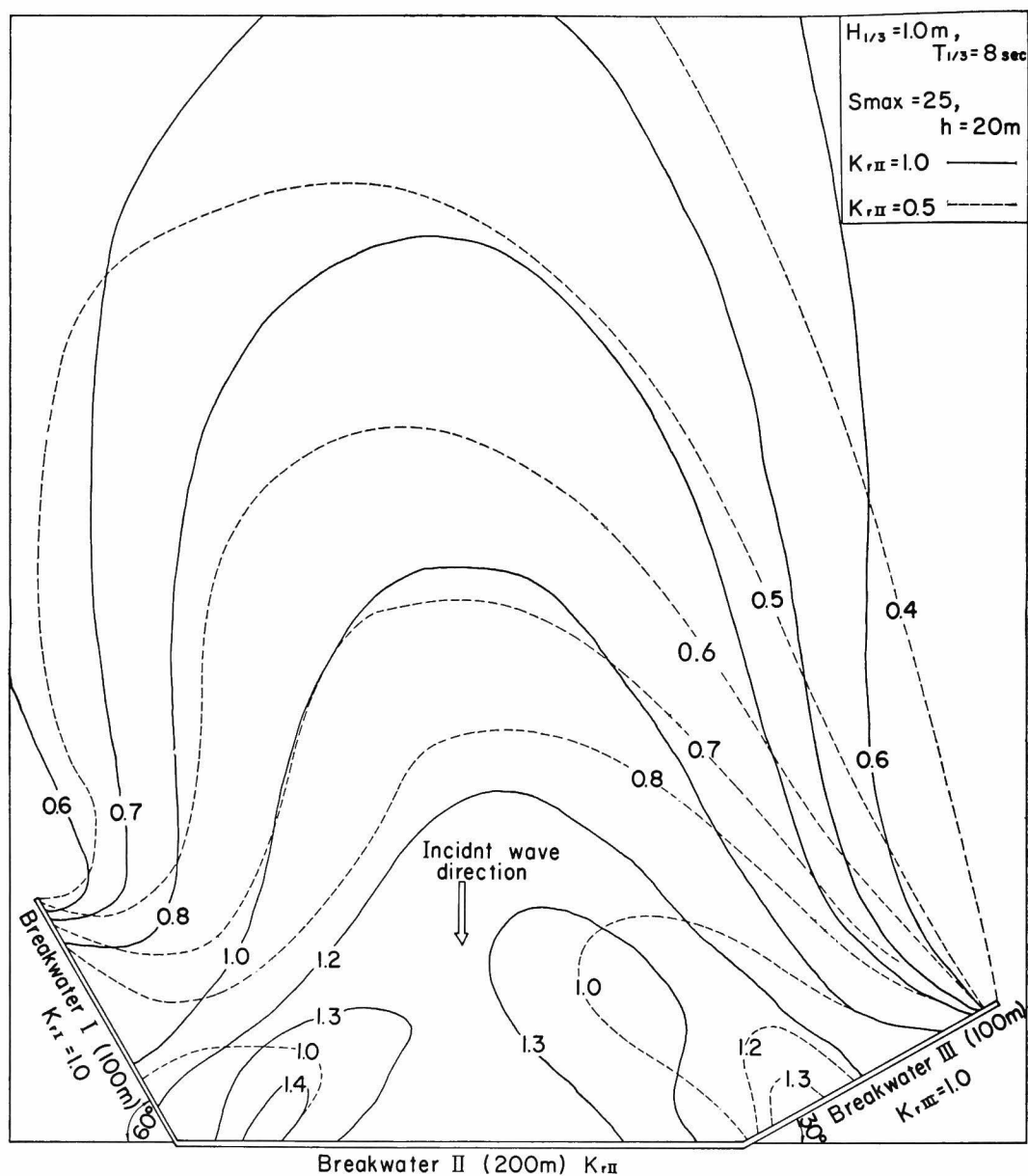


図-4.38 防波堤前面の反射波高の平面分布

た形になっている。防波堤Ⅱの反射率を下げると、防波堤ⅠとⅢの反射波の影響が顕著に現われ、これらの防波堤前面の波高が反射方向に高くなる。

以上のように反射壁を島堤と考えることによってどのような平面形状の反射壁に対しても計算でき、また、反射壁の一部が消波堤になっていても、消波堤の部分のみを別個の島堤と考えることによって、反射率を変えるだ

けで計算できる。しかし、本計算法では前面の海域を一樣水深と仮定しなければならないため、反射波が大きく屈折する海域での反射波高の算定には誤差が含まれることに注意する必要がある。また、凹型隅角部を有する反射面では、隅角部付近での反射波高の算定値は信頼できないので、反射面に働く波力の計算に本計算法を利用しないのが望ましい。

4.7 結 語

本章においては、開口防波堤および島堤による波の反射・回折の計算を方向スペクトルを有する不規則波で行う方法を提示するとともに、その方法の妥当性を実験によって検討した。また、護岸や防波堤による反射波の算定法を示した。まず、4.1 では、不規則波を用いた従来の研究成果を概述し、本章の研究目的を明確にした。4.2 では、不規則波による波の反射・回折の計算法を示した。4.3 では、海の波の方向スペクトルに関する研究成果を示し、波の反射・回折の計算に用いる方向スペクトルを決定するとともに、その特性について概述した。4.4 では、不規則波で計算するときの方向スペクトルの成分波への分割法、不規則波で計算したときの波高比の変化特性および不規則波による計算の必要性や波向の集中度の変化による波高比の変化特性について述べた。4.5 では、単一方向の不規則波を用いて行った実験によって、開口防波堤や島堤による不規則波の反射・回折に関する理論計算の妥当性を検討した。最後に、4.6 では、護岸や防波堤による反射波の算定法を示した。以上の内容から主要な結論は、以下のように要約される。

- 1) 半無限防波堤による不規則波の反射・回折計算を行った結果では、防波堤の反射率の低減は反射波の波高を下げる効果はあるが、回折波高にはほとんど影響を与えない。また、完全反射の場合、防波堤から2波長も離れると、前面波高は入射波と反射波のエネルギー和で求まる波高になるが、防波堤前面沿いでは波の位相が揃うため、波高は先端から離れるに従って、急速に入射波高の2倍の波高に近づく。
- 2) 開口部における波の回折では、波の主方向が開口部から港内に直接進入する方向を向いているとしても、防波堤の背面で不規則波の成分波が反射される場合にはこの反射波の効果も考慮して計算しないと、港内波高を小さく見積る可能性がある。
- 3) 不規則波による島堤周辺の波高分布は規則波のものとは大きく異なり、規則波で起きていた島堤前面の重複波現象は島堤近傍を除いて現われず、波高比は1以上になる。また、島堤背後では規則波のように波高の小さい部分が局所的に現われることはなくなり、非常に平滑化された形になる。
- 4) 開口防波堤の回折波に関して、規則波、単一方向の不規則波、単一周期の波向分布波および方向スペクトルを有する不規則波を用いて計算した結果では、不規則波の回折には周波数分散より方向分散の効果が非常に強く影響することがわかった。波の方向スペクトル

を考慮すると、開口部を通して波が直接進入する領域の波高は規則波の場合より小さくなり、防波堤の遮蔽域では逆に波高が高くなる。

- 5) 波の方向集中度を示す S_{\max} の値を変えて計算した結果では、方向集中度が強くなるほど波が直接進入する領域で波高が高くなり、遮蔽域では逆に波高が下がる。特に、 $S_{\max}=10$ と 200 では波高が2倍以上異なる領域があるので、 S_{\max} の値の適切な選定が重要になる。
- 6) 単一方向不規則波を用いて行った開口防波堤に対する模型実験の結果では、数値計算値は実験値と比較的よく一致しており、計算法の妥当性が検証できた。ただし、防波堤の背面で反射波が生じる場合には、計算値の波高が急変する部分で実験と若干の差を示すので、計算結果を滑らかにすりつけるようにすることが必要である。また、消波堤にすると、計算値はほとんど変化がないのに対し、実験値は直接波が進入する領域で波高が低下することがわかった。
- 7) 単一方向不規則波を用いた島堤の反射・回折実験では、島堤前面でも背後でも、また、完全反射堤でも消波堤でも数値計算値は実験値とよく一致する。
- 8) 周期比については、有義波の諸元を用いて求めた Bretschneider 型のスペクトルより実測スペクトルを用いて計算した値が実験値によく一致した。これは、開口防波堤の場合でも島堤の場合でも同じである。
- 9) 護岸や防波堤による反射波を推定する方法として、反射面を仮想開口部として算定する方法と島堤として計算する方法とを比較した結果では、反射面近傍を除いてほとんど差がないことがわかった。
- 10) 反射面の延長が長い場合、場所的に入射波の波高および波向が異なる場合がある。この場合の反射波は、反射面を島堤に分割して計算する必要がある、そのときの分割条件を定めた。
- 11) 隅角部を有する反射面での反射波の算定法を求め、その算定法の適用条件を示した。

参 考 文 献

- 1) Mobarek, I. E. and R. I. Wiegall: Diffraction of wind generated water waves, Proc. 10th Conference on Coastal Engineering, Vol. 1, Part 1, pp. 185~206.
- 2) 合田良実・永井康平・伊藤正彦: 名古屋港における波浪観測, 第3報——現地波浪の回折現象ならびに統計的性質について——, 港湾技研資料, No. 120, 9, 24 p.
- 3) 永井康平: 不規則な海の波の屈折および回折の計

- 算, 港湾技術研究所報告, Vol. 11, No. 2, 1972, pp. 47~119.
- 4) Nagai, K.: Diffraction of the irregular sea due to breakwaters, Coastal Engineering in Japan, Vol. 15, JSCE, 1972, pp. 59~67.
 - 5) 合田良実・鈴木康正: 光易型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算, 港湾技研資料, No. 230, 1975, 45 p.
 - 6) Raissi, H. and R. L. Wiegel: Wing-generated wave diffraction by breakwater gap, Proc. 16th Conference on Coastal Engineering, Vol. 1, 1978, pp. 607~627.
 - 7) 小舟浩治・大里睦男: 防波堤隅角部付近の波高分布に関する研究, 港湾技術研究所報告, Vol. 15, No. 2, 1967, pp. 55~88.
 - 8) Goda, Y.: Numerical experiments on wave statistics with spectral simulation, Rept. of the Port and Harbour Research Institute, Vol. 9, No. 3, 1970, pp. 3~57.
 - 9) 合田良実・永井康平: 波浪の統計的性質に関する調査・解析, 港湾技術研究所報告, Vol. 13, No. 1, 1974, pp. 3~37.
 - 10) 例えば, Collins, J. I.: Wave statistics from Hurricane Dora, Proc. ASCE, Vol. 93, No. WW2, pp. 59~77.
 - 11) 合田良実・高山知司・岸良安治: 有義波高指示計の理論および実用化について, 港湾技研資料, No. 238, 1976, 12 p.
 - 12) 山口正隆・土屋義人: 有限風域場における風波の統計的性質について, 愛媛大学工学部紀要, 第9巻, 第2号, 1979, pp. 349~367.
 - 13) 前出文献 11).
 - 14) Rice, S. O.: Mathematical analysis of random noise, reprinted in Selected Papers on Noise and Stochastic Processes, Dover, Pub. Inc., 1954, pp. 133~294.
 - 15) 前出文献 8).
 - 16) 前出文献 8).
 - 17) Pierson, W. J., and L. Moskowitz: A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii, JGR, Vol. 69, No. 24, pp. 5181~5190.
 - 18) 前出文献 3).
 - 19) Bretschneider, C. L.: Wave variability and wave spectra for wind-generated gravity waves, Tech. Mem., BEB, No. 118, 1959, 192 p.
 - 20) 光易 恒: 風波のスペクトルの発達 (2), 第17回海岸工学講演会論文集, 1970, pp. 1~7.
 - 21) Hasselmann, K., et al.: Measurements of wind wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), Deutsches Hydrographisches Institute, 1973.
 - 22) Neumann, G.: On ocean wave spectra and a new method of forecasting wind-generated gravity waves, Tech. Mem., BEB, No. 118, 1959, 42 p.
 - 23) Goda, Y.: A review on statistical interpretation of wave data, Rept. Port and Harbour Research Institute, Vol. 18, No. 1, 1979, pp. 5~32.
 - 24) 前出文献 8).
 - 25) Cote, L. J. J.: The directional spectrum of a wind generated sea as determined from data obtained by the stereo observation project, Meteorological Press, Vol. 2, No. 6, New York Univ., pp. 1~88.
 - 26) 光易 恒・水野信二郎・本多忠夫・力石国男: 海洋波の方向スペクトルについて (続), 第21回海岸工学講演会論文集, 1974, pp. 261~265.
 - 27) 前出文献 5).
 - 28) Wilson, B. W.: Numerical prediction of ocean waves in the North Atlantic for December, 1959, Deut. Hydro. Zeit., Jahrg., 18, Ht. 3, 1965.
 - 29) 前出文献 5).
 - 30) 前出文献 3).
 - 31) 高山知司・横田慎二・河内隆秀: 新しい波の回折計算法とスペクトルの最適分割数, 港湾技研資料, No. 303, 1978, 42 p.
 - 32) 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊地 治: 不規則波実験における入・反射波の分離推定法, 港湾技研資料, No. 248, 1976, 24 p.
 - 33) 前出文献 3).
 - 34) 前出文献 32).
 - 35) 前出文献 2).
 - 36) 前出文献 5).
 - 37) 前出文献 5).
 - 38) 前出文献 32).
 - 39) 三井 宏・村上仁士: 海岸構造物不連続部の波高分布について (第2報)——隅角付近の波高分布——第14回海岸工学講演会講演集, 1967, pp. 53~59.
 - 40) 三井 宏・筒井茂明: 海岸構造物不連続部の波高分布について (第4報), 第16回海岸工学講演会講演集, 1969, pp. 301~308.
 - 41) 前出文献 7).

5. 港内波高分布の計算

5.1 概 説

新しい港の建設や既存の港の拡張あるいは改良の際に港湾技術者が常に関心を注ぐ問題の一つは、港内に十分静穏な水域が確保できるか否かということである。前述したように、ここでいう「静穏な水域」とは、船舶が安全に避泊・係留することができ、かつ荷役作業を支障なく実施できる水域を意味する。水域の静穏の度合いを示す言葉として港内静穏度という言葉が用いられているが、港内静穏度の判定基準についてはいまだ十分な検討がなされているとはいえない。

港内静穏度を荷役という観点から考えてみると、係留船舶の動揺が港内静穏度を判定する重要な要素となる。係留船舶の動揺に影響する要素としては、波浪、風および係留船舶の諸元や係留状態がある。これらの要素のうち波浪が最も重要な要素であるが、一口に波浪といっても、港内には種々の原因で発生する波が複合している。これらを分類すると、一般に以下のような波から成り立っている。

i) 港口進入波

港口進入波とは、沖合いから港口に到達した波が港口部で回折され、防波堤の背後海域に廻り込んで、港内奥深く進入する波のことである。つまり、通常の間折波を意味している。この波は、防波堤の配置によってその波高を変化させ、港内波の中で最も重要な波である。

ii) 港内伝達波

港内伝達波とは、沖合いから防波堤に到達した波が防波堤を越え、港内側に落下して発生する波と防波堤のマウンドを通過して港内に伝わる波の総称である。しかし、港内伝達波は、港外波浪が大きい場合を除いては港内波に対する影響度は低い。

iii) 航 走 波

航走波とは、港内を航行する船舶が発生する波で、縦波と横波の2種類の波から成り立っているが、その伝播および波高変化については不明な点が多い。この航走波の影響は航行する船舶の速度、形状、位置および航行する方向によって変わるが、港内の場合、船舶の航行速度は小さいため、波高および周期は大きくない。その結果、航走波は小型船舶にしか影響を与えないと考えられる。

iv) 港内発生波

港内発生波とは、港域を風が吹いたときに発生する風波のことで、港域が広く、風も強い場合には波高は比較的高くなるので、港内波への影響は強くなる。しかし、

波の周期は比較的短く、影響を与える船舶は小型船舶に限られる。

v) 港内反射波

港内反射波とは、i)~iv)の波が港内の防波堤や岸壁、護岸などで反射される波のことである。港内が反射率の高い構造物で囲まれている場合、この反射波は港内で多重反射を起し、港内波高を増幅させることになる。そのため、この反射波は港内静穏度の算定に重要な役割を演じている。

vi) 副 振 動

副振動とは、港外の長周期波によって起される港内の長周期水面変動で、一種の強制振動である。この水面変動は港内水の固有周期に密接に関連する。そのため、港内の形状によって副振動の振幅は異なりと同時に、通常の港内波とはその解析方法を異にする。その結果、副振動については、他の波とは別個に取り扱うことが必要である。

i)~vi)の波によって港内の波浪状況は定まるが、港内波の算定に最も重要となるのが、i)とv)の波である。ii)~iv)の波については必要に応じて解析し、i)とv)の波に加えてゆけばよい。また、vi)については、他の波とその性質を異にするので、別途検討することが必要である。以上によって、本章では、i)とv)の波、つまり港口進入波と港内反射波を用いて港内波高を算定する方法を示す。

港口進入波と港内反射波を解析する方法としては、Barailler および Gaillard¹⁾による Green 関数を用いる方法や波の運動方程式を差分法で解く、谷本²⁾や Abbott³⁾の方法があるが、これらの解は規則波を対象としており、不規則波として解析するためには非常に多くの計算時間と記憶容量を必要とする。4.で述べたように、港口部における波の間折には、波を不規則波として取り扱わないと、防波堤の遮蔽域における波高を小さく見積ることになる。入射波を不規則波として取り扱う方法としては折返し回折図法⁴⁾がある。この方法は、反射壁を鏡面と考えて、反射壁前面の点の反射波高を反射壁に対する対称点の間折係数に対応する波高として求めるものである。この場合、回折図としては不規則波の間折図を用いる必要がある。この方法は図式解法であるが、奥山⁵⁾はこの方法を電子計算機で解析できるようにしている。折返し回折図法では、港の形状によっては反射波が反射壁への入射波より大きく計算される場合もあって、適用上注意を要する。

樫木および広畑⁶⁾は、数値波動解析法、Barailler およ

び Gaillard の Green 関数法, Lee の方法⁷⁾および折返し回折図法の 4 種類の方法を用いて, モデル港湾に関して港内波高の比較を行うと同時に, 現地港内波の観測値を用いて, 計算法の妥当性を検討している。これによると, 数値波動解析法は時間ステップの増加による離散誤差が累積し, それによって波高を大きく見積り, また, 折返し回折図法は, 規則波を用いた他の手法による計算値の 1 波長内の平均波高に近い。また, 実測波高と Green 関数法および折返し回折図法との比較では, Green 関数法は, 規則波を対象としているので, 波高比の分布が場所的に変動しているが, 平均的にみると実測値によく一致しており, 折返し回折図法も, 実測値と比較的良好一致を示す。

以上のように, いくつかの手法が港内波の算定のために開発されているけれども, まだ, 海の波のような不規則波についても容易に計算でき, 実用上十分な精度を有する算定法はない。

本章では, 新しい港内波高の数値計算法を提案するとともに, この手法を模型実験および現地観測値と比較して, その精度を検討する。また, 本手法を用いて港内静穏度の解析法を示す。

5.2 港内波高の計算法

(1) 港口進入波

外海から港口部に到達した波は, まず, 港口部の防波堤によって回折され, 港内に進入してゆく。港口部における防波堤配置は, 2. で示したように対象とする港によって異なり, 防波堤の背後で成分波の一部が反射される場合もあれば, 二次回折を受ける場合もある。そのため港口進入波の計算には, 2. で示した近似解を用いて, 不規則波として計算することにする。不規則波の方向スペクトルとしては, Bretschneider・光易型を用い, 港口部の波高と周期および方向集中度パラメータ S_{max} の値を与えることによって方向スペクトルの形を定める。ただし, 港口部前面に島や岬などが存在して, 入射波の波向の範囲が制限を受ける場合もあるので, そのような場合も想定して, 波向範囲が入力データとして与えられるようにしている。

(2) 港内反射波

港口部で回折されて, 港内に進入してきた波は, 港内の岸壁や護岸などの構造物によって反射され, 港内の波高を増大させる。この反射波の推定法としては, 反射壁を島堤と考えて式 (4.28) を用いて, 不規則波として計算することにする。しかし, この計算を行うためには, 島堤に入射する波高および周期, 波の主方向, 波向の範

囲を設定しなければならない。

まず波高と周期については, すでに港口進入波の計算で島堤とみなす岸壁の前面波高と周期の値が求まっているので, 岸壁前面近傍の波高と周期の平均値を岸壁への入射波の諸元とする。この平均波高および平均周期は有義波の諸元で与えられているので, これらの値を用いて Bretschneider 型の周波数スペクトルを求めることができる。計算においては, このスペクトルを岸壁への入射波のスペクトルと仮定した。しかし, 実際の入射波のスペクトルは, 港口部の防波堤で回折されているので, Bretschneider のスペクトル形とは異なっていることが考えられるが, 実際のスペクトル形は場所的に変動しているため, 平均的なスペクトル形を求めることは計算上非常に煩雑になる。そのため, 有義波の平均値で入射波の周波数スペクトルを求めることにした。

港口部の防波堤で回折された波は, 防波堤の先端から円弧状に進行する回折波と開口部から直接進入する波とによって, 規則波の場合, 図-5.1 のような波峰線を形

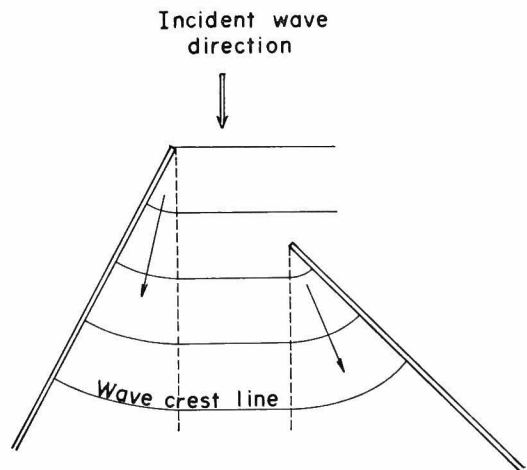


図-5.1 規則波の波峰線

成する。Puttnum および Arthur⁸⁾ は, 半無限堤に関する規則波の実験によって波峰線が防波堤の遮蔽域では円弧状より少しずれることを示しているが, このずれはそれほど大きくなく, 円弧状になると考えてもよいようである。しかし, 方向スペクトルを有する不規則波が入射してくる場合, 成分波は 図-5.1 のように進行すると考えられるが, 不規則波としての方向分布は簡単には計算できない。そこで, 岸壁による反射波を計算するときの波の主方向としては, 島堤と考える岸壁の midpoint と港口部の midpoint とを結んだ方向とした。そして, 波向の範囲としては, 岸壁の midpoint と港口部の防波堤の先端とを結んだ範

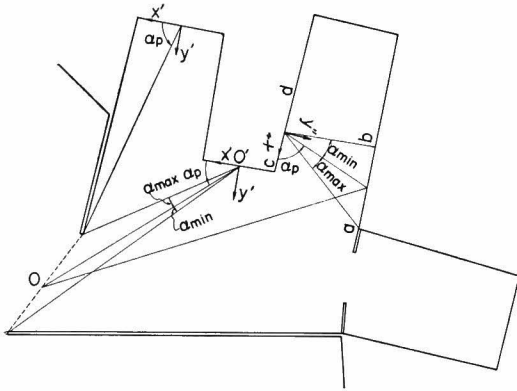


図-5.2 岸壁へ入射する波の波向

囲とする。これを図示すると、図-5.2 のようになる。角度 α_p が波の主方向を示し、 α_{\max} と α_{\min} が波向範囲を示す。しかし、方向スペクトルを有する不規則波として計算する場合、方向関数形を決めなければならない。成分波の波向変化を示す図-5.1を参照して、方向分布形を決めることはできるが、非常に煩雑である。そこで、回折後の波の方向分布形は、回折前の分布形を維持して、ただ波向範囲だけが上記のように制限されるとした。この波向範囲を狭く制限するほど、計算では見掛け上方向集中度の高い波となる。

港の形によっては、岸壁の中点と港口部の中点とが防波堤によって遮ぎられて結べない場合が起る。このような場合には、図-5.1を参照して、見通しのきく防波堤の先端と岸壁の中点とを結んだ方向から単一方向の不規則波が入射してくると仮定した。図-5.2にこのような場合の岸壁への波向も示してある。

岸壁を島堤とみなして計算する場合、岸壁が波長に比して長くなると、岸壁前面波高が大きく変化する。この場合でも、岸壁を一つの島堤として、岸壁前面の平均波高を用いて反射波を計算すると、反射波を過大に計算したり、過小に計算してしまう領域があるので、岸壁を適切に分割し、それぞれを島堤として計算するようにしている。

以上のような岸壁による反射波が再度他の岸壁で反射される場合が起る。このような反射波の多重反射によって港内波高が高くなる場合があるので、これについても計算できるようにしておく必要がある。図-5.2のような、岸壁 ab による反射波が岸壁 cd によって再度反射される場合を考える。岸壁 ab による反射波はすでに計算されているとすると、岸壁 cd への入射波としては、前述と同じ方法で岸壁 cd の近傍における岸壁 ab の

反射波高および周期の平均値を求める。この値を用いて、Bretschneider 型のスペクトルを計算し、入射波の周波数スペクトルとする。また、波の主方向は兩岸壁の中点を結んだ方向と考え、波向範囲は岸壁 cd の中点と点 a および b を結んだ線で囲まれる範囲とする。方向関数形については、港外と同じ分布関数とし、波向範囲だけが異なると仮定する。この方法を何回も繰り返せば、反射波の多重反射が計算できることになる。

(3) 岸壁などによる回折波

港口部から進入してきた波が、港内の岸壁や突堤あるいは波除堤で遮ぎられて、直接到達できない領域が港内には存在する。このような領域内には、岸壁などによって回折された波が進入してゆくことになる。そのため、この回折波の計算をしておかなければならない。図-5.3

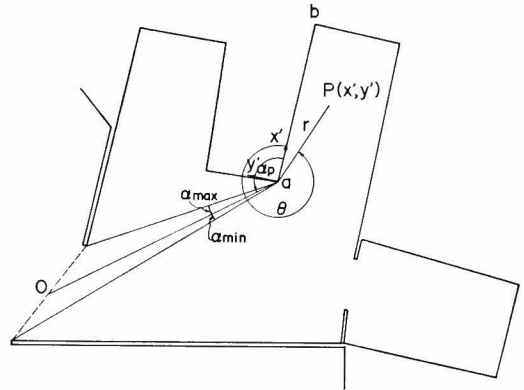


図-5.3 半無限堤と考えたときの入射波の波向

で示すような岸壁 ab で回折される場合を考える。この場合、港口部で回折されて港内に進入してきた波は、点 a を半無限堤の先端とする ab で回折されると考えると、その回折波は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \phi(x', y') = & \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr \cos(\theta - \alpha) + \frac{\pi}{4} \right\} \right] \\ & \times \left[\left\{ C(\gamma_1) \pm \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_1) \pm \frac{1}{2} \right\} \right] \\ & + \frac{K_r}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left\{ kr \cos(\theta + \alpha) + \frac{\pi}{4} \right\} \right] \\ & \times \left[\left\{ C(\gamma_2) + \frac{1}{2} \right\} - i \left\{ S(\gamma_2) + \frac{1}{2} \right\} \right] \end{aligned} \quad (5.1)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \gamma_1 &= \sqrt{4kr/\pi} \cos \frac{\theta - \alpha}{2} \\ \gamma_2 &= \sqrt{4kr/\pi} \cos \frac{\theta + \alpha}{2} \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

で、 α は成分波の進入角度である。式 (5.1) 中の右辺第 1 項の符号は、 $\theta < \pi + \alpha_p$ のとき負、 $\theta > \pi + \alpha_p$ のとき正となる。ここに、 α_p は不規則波が入射すると考えたときの波の主方向である。 $\theta < \pi + \alpha_p$ のときは、図-5.3 中の点 p が港口部による回折波が直接進入するとして、すでに計算されているため、負号となる。

この式 (5.1) を用いて不規則波の計算を行えばよい。しかし、不規則波で計算する場合、入射波の周波数スペクトルと方向関数を定めなければならない。入射波の周波数スペクトルは、図-5.3 の点 a 近傍の波高と周期の平均値から求まる Bretschneider 型のスペクトルを用いることにする。入射波の主方向は点 a と港口部の中点とを結んだ方向とする。また、波向の範囲は点 a と港口部の防波堤の先端とを結んだ線で囲まれる範囲とする。そして、方向関数形は、岸壁などによる反射波の場合と同様に港外波浪の方向関数と同じ形を保ち、波向範囲だけが制限されるものとした。

点 a と防波堤開口部の中点とが防波堤で遮られ、点 a からは直接見通せない場合は、点 a から見通せる防波堤の先端と点 a を結んだ線の方から単一方向の不規則波が入射すると考えた。

以上は港口部の防波堤で回折された波の岸壁などによる再回折の場合であるが、この方法は岸壁からの再反射波が岸壁や波除堤で回折される場合にも適用できる。

このような岸壁による回折波は一般に波高が小さいので、港内波高の計算においては、この回折波が岸壁で反射されることは考えず、この回折計算で打ち切っている。

(4) 港内開口防波堤による波の回折

港によっては、港内に旧港があって、旧港のものもやはり防波堤で遮蔽されている場合がある。たとえば、横浜港では、港の拡張に伴って古い港の防波堤が港内に併呑されて、防波堤が 3 段構えになっている。このような港内に開口部を有する港においては、この旧港内の波高分布も算定する必要がある。

このような港の港内波高分布の算定法を図-5.4 の場合について考える。岸壁による反射波と同様に、港内開口部前面近傍の有義波の波高と周期の平均値を用いて求めた Bretschneider 型のスペクトルが入射波の周波数スペクトルになると考える。そして、入射波の主方向は港内開口部の中点と港口部の中点とを結んだ方向とし、波向範囲は港内開口部の中点と港口部の防波堤先端を結んだ線で囲まれる範囲とする。また、方向関数形は今までと同様に港口部での入射波の方向関数形がそのまま保たれ、波向範囲だけが異なるものとする。

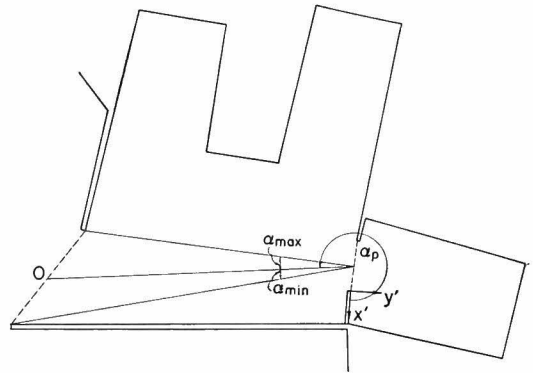


図-5.4 港内開口部への入射波の波向

港内開口部への入射波をこのように設定した後に、港口進入波と同じ計算法で港内開口部内の波高分布を計算する。ただし、港内開口部内での岸壁による多重反射については岸壁による反射波と同じ考えて計算を行う。

(5) 合成波の計算方法

以上の (1)～(4) の方法によって得られた波高と周期を用いて合成波を計算しなければならない。この合成波は以下のようにして求める。

港内回折波や岸壁による反射波あるいは港内回折波に対応する n 番目の波群の有義波高を H_n 、有義波周期を T_n とすると、合成波の有義波高 $H_{1/3}$ は、エネルギー和として次式で求めた。

$$H_{1/3} = \sqrt{\sum_{n=1}^N H_n^2} \quad (5.3)$$

ただし、波高比 K_d で表わす場合は、港口入射波の波高 H_i に対する港内波高の比として次式で求める。

$$K_d = \sqrt{\sum_{n=1}^N H_n^2} / H_i \quad (5.4)$$

ここに、 N は港口進入波や岸壁による反射波などの波群の数である。

合成波の有義波周期 $T_{1/3}$ については、Rice の理論⁹⁾を準用して

$$T_{1/3} = \sqrt{\sum_{n=1}^N H_n^2} / \sqrt{\sum_{n=1}^N \frac{H_n^2}{T_n^2}} \quad (5.5)$$

で求め、周期比 K_{dT} は次式で求めた。

$$K_{dT} = \sqrt{\sum_{n=1}^N H_n^2} / \sqrt{\sum_{n=1}^N \frac{H_n^2}{T_n^2}} / T_i \quad (5.6)$$

ここに、 T_i は港口部への入射波の有義波周期である。

4. で述べたように、岸壁沿いの波高は入・反射波の位相が揃うため、エネルギー合成ができないので、このようなエネルギー合成によって波高を算定すると、岸壁近傍の波高を小さく見積ることになることに注意しておく。

必要がある。

(6) 計算の流れ

(1)~(4) の計算を適切に組み合わせると、港口部が数個ある港でも、また港内に開口部を有する港でもほとんどあらゆる港について港内波高の計算ができる。ただし、本計算では計算可能な港の形状は、港口部も直線で

結ぶとして、港内水域が一筆書きできる港の形状に限られる。そのため、港内に島状の陸地がある場合には計算できないことになる。そこで、島状の陸地の背後水域を直線で2つの水域に分けるなどの操作を行い、一筆書で港内水域が描けるようにする必要がある。このような操作をしなければならないけれども、大部分の港では適切

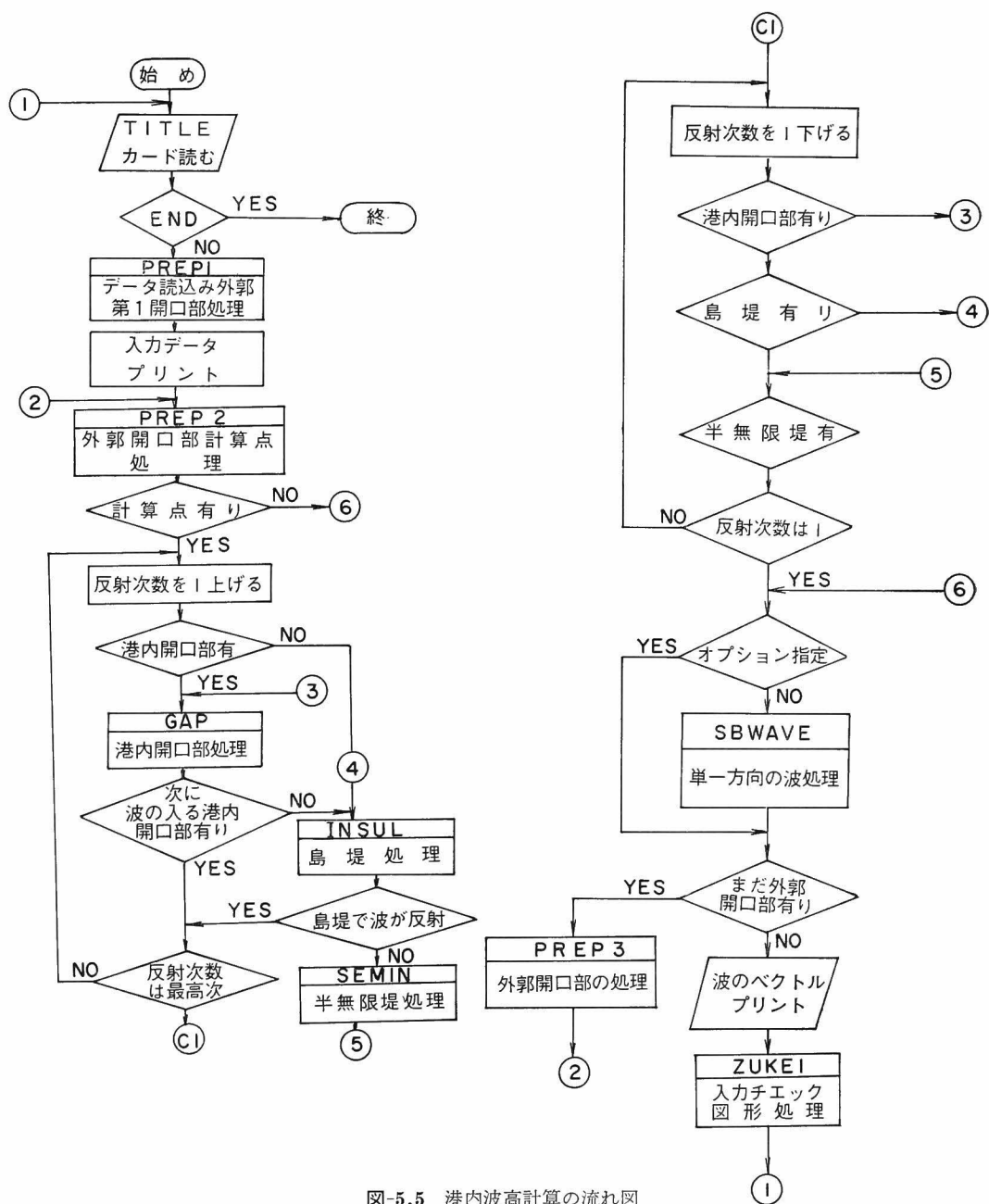


図-5.5 港内波高計算の流れ図

な処理を施せば計算可能になる。

本計算の流れを示すと、図-5.5 のようになる。まず、タイトルカードを読んで、それが END であれば計算は終了し、END でなければ、第 1 外郭開口部の港口進入波が直接到達する領域の計算を行う。そして、港内開口部および岸壁などによる反射・回折の計算を、入力データとして挿入されている反射次数まで計算する。この反射次数とは、岸壁による反射を 1 回だけ行う場合が反射次数 1 で、その反射波が他の岸壁で再反射される場合が次数 2 となる。反射次数は本計算では最高 4 までとしている。第 1 外郭開口部の計算が終れば、つぎに第 2 外郭開口部の計算に移り、同様の計算を行う。

岸壁による反射波の計算では、岸壁を分割してそれぞれの区間を島堤として考えるようになっているが、この区間長については岸壁前面の波高分布によってその長さを決めるのが最もよい方法である。しかしながら、このようにすると計算プログラムが非常に煩雑になるので、入力データでその長さを決め、場所毎に変化させず、一つの港では一定の長さとしている。

5.3 港内波高分布の計算例

(1) 仮想の港における波高分布

図-5.2～5.4 に示した仮想の港について港内波高の数値計算を実施した。図-5.6 は、港の形状と計算メッシュ

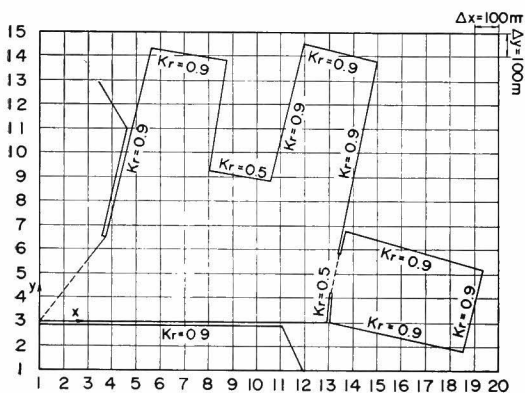


図-5.6 仮想の港の形状と計算メッシュ

を示したものである。計算メッシュ間隔は $\Delta x = \Delta y = 100$ m で、波高および周期は港内水域内における各メッシュの交点で計算される。岸壁および防波堤の反射率は図-5.6 中に示してある。

計算条件としては、 $S_{\max} = 25$ で、有義波周期が 8 sec の不規則波が x 軸の正方向から反時計回りに 225° の方向から進入してくると考えた。波向範囲は主方向から

$\pm 90^\circ$ の範囲とし、岸壁による反射波を計算するときの島堤長としては 2 波長の長さとした。また、不規則波の周波数および方向分割数はそれぞれ 3 と 30 で、周波数分割数は 4. で述べたように影響が小さいので、小さな値にしている。反射次数は 1 および 2, 3 と変えている。図-5.7 は、反射次数を 2 にしたときの反射波の波向ベ

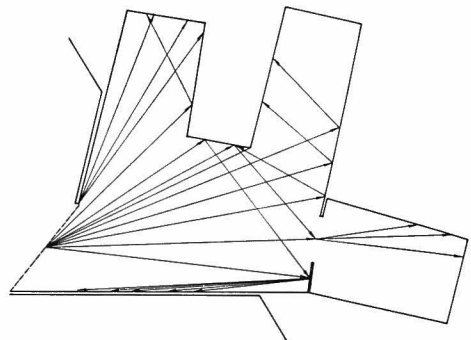


図-5.7 回折および反射波の波向ベクトル (反射次数 2)

クトルを示したものである。この場合、反射次数が 2 であるため、港口部から進入してきた波が岸壁で反射され、その反射波が他の岸壁で再度反射される状態で計算は打ち切られる。

図-5.8 は、以上の条件で計算したときの港内の波高分布を示している。図中の数値は、波高比で、入射波高に対する港内波高の比を示している。図中の実線は反射次数が 1 のときの等波高比線を示し、点線と一点鎖線は反射次数がそれぞれ 2 と 3 のときの等波高比線を示している。この図でわかるように、港口部付近の波高比は反射次数を変えてもまったく変化がなく、反射次数 1 の場合と同じである。しかし、港奥の岸壁で囲まれた部分や

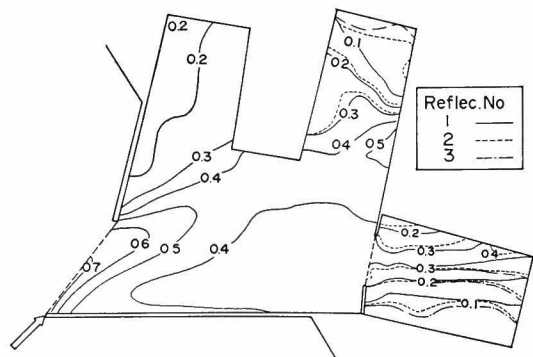


図-5.8 反射次数による港内波高分布の変化 ($S_{\max} = 25$)

港内開口部内では、反射次数を変えると等波高比線が港奥に向って移動しており、波高は高くなっている。反射次数を2から3に上げて、港内波高の変化は小さく、本仮想の港では、反射次数を2に設定しても実用上問題は無いと考えられる。しかし、本計算プログラムを用いて港内波高を算定する場合には、特に反射率の高い岸壁で周囲がとり囲まれている港では、反射次数による波高変化に十分注意しておくことが重要である。

(2) 実際の港への適用例

図-5.9は、有義波周期6secの風波がほぼSSEの方向から入射してくる時の横浜港内の波高分布を波高比の形で示したものである。入射波としては $S_{max}=10$ の方向スペクトルを有する不規則波を考え、港内は水深12mの一様水深としている。反射率が図中に示してな

い港内の岸壁はすべて反射率0.8を有するものとし、反射次数は3にとっている。入射波の波向範囲は $\pm 90^\circ$ の範囲として、港外の陸上部の影響は考えていない。

横浜港の場合、港の拡張によって港内に古い防波堤が存在し、港口部の防波堤を含めると、3段構えの開口部で港が守られている。また、港口部が西側と東側に2ヶ所存在していると同時に、港内には島状の埋立地が存在していて、本計算法の適用性を検討するのに非常に都合のよい形状をしている。横浜港内には島状の埋立地が存在するので、このままの形では計算できないため、図-5.9の島状埋立地の背後で領域を分け、それぞれの領域では互の干渉が起らない独立の領域としている。また、複雑な横浜港をそのままの形で計算すると、水域の辺の数が100以内とするプログラム上の制約条件を超えるので、

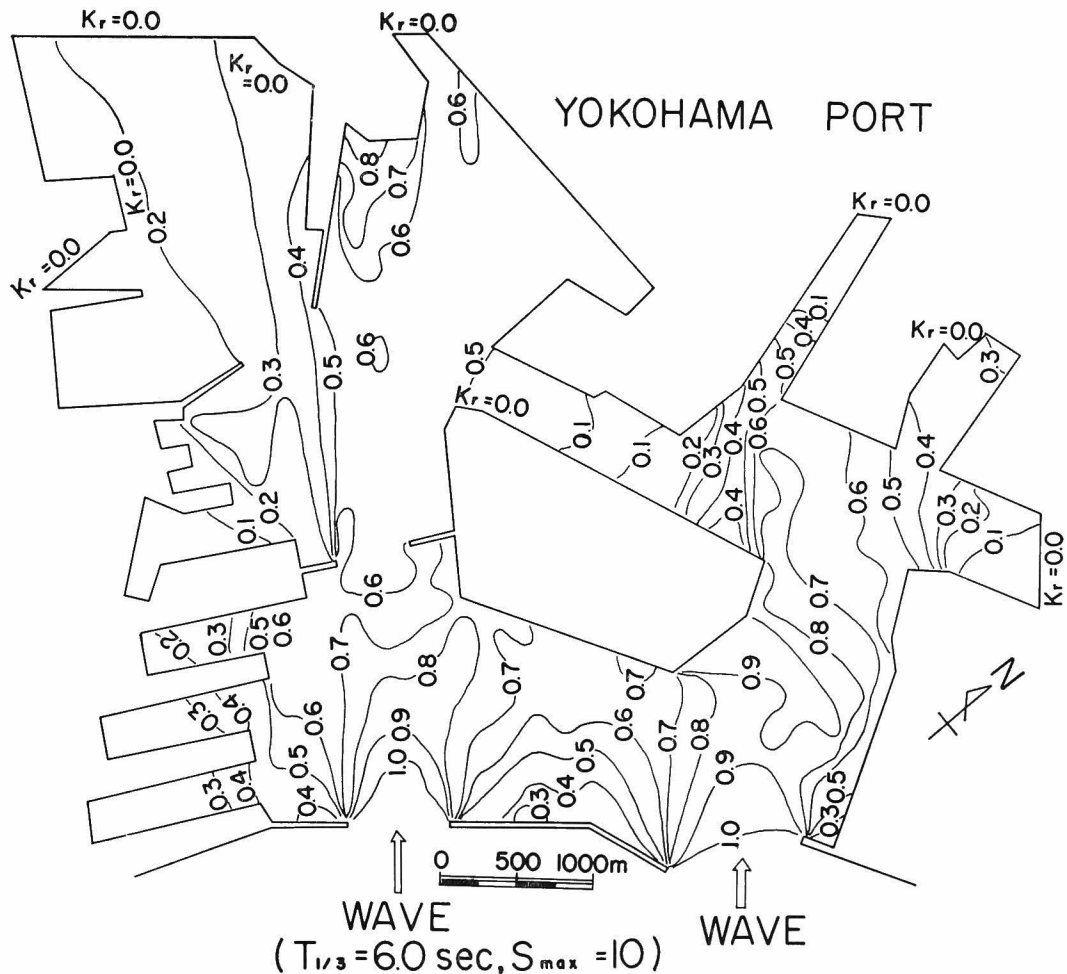


図-5.9 横浜港内の波高分布

計算が不可能になる。そこで、図-5.9 のような形に簡略化している。

図-5.9 でわかるように、両港口部の間の防波堤背後では、両港口部からの進入波が重なり合うので、防波堤から少し離れた水域では $K_a > 0.5$ となる。港内開口部を有する西側水域の港内防波堤背後では、岸壁からの反射波によって $K_a > 0.8$ になる部分が存在するけれども、大部分が $K_a < 0.6$ で、港内防波堤の前面水域の波高に比して小さくなっている。このようなことを考えると、港内静穏度に対して港内の開口部は重要な役割を演じていることがわかる。このような港内開口部は、港外からの進入波を妨げるばかりでなく、吹送距離を短くして港内発生波を小さくする効果もある。しかし、港内防波堤の建設には、船舶航行の安全性も考慮して決定することが必要となる。

5.4 模型実験による数値計算法の検討

5.3 で示したような、本計算法によって任意形状の港内の波高分布が計算できるが、計算結果がどの程度の精度を有するものか検討しておく必要がある。そこで、本計算法の精度を検討するために、本節では、単一方向不規則波および規則波を用いて行われた港内静穏度の水理模型実験結果と比較を行う。しかし、この比較には次のような問題がある。模型実験では、海底地形が忠実に再現されているので、海底地形変化に伴う波の変形が起るけれども、本計算法では港内水深を一樣と仮定しているため、港内での水深変化に伴う波の変形は計算できない。しかし、港内の海底地形が変化する実際の港に本計算法を適用して、港内波高を算定することを考えると、このような模型実験結果と比較を行って、本計算法の精度を検討することは、非常に意義があると思われる。

(1) 御前崎港の模型実験との比較

御前崎は、静岡県内のほぼ中央部の最南端にあり、駿河湾と遠州灘を分割する御前崎台地として突出している岬である。御前崎港はその岬の東部水面を港湾区域とし、地方港湾としてその拡張および整備がなされている。本模型実験は、御前崎港の拡張計画に伴う防波堤の配置を決めるために行われたものである¹⁰⁾。

図-5.10 は、模型実験当時の御前崎周辺の海底地形と防波堤の配置計画を示したものである。東防波堤は、ES方向のうねりを遮蔽するように配置されていて、港口はNNE方向を向いている。模型実験では、SE方向の台風時の波による港内伝達波とNE方向の風波による港内回折波が検討されている。本計算法との比較は、NE方向の風波に対する模型実験に関して行った。

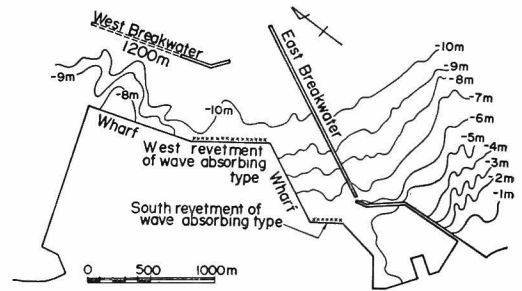


図-5.10 御前崎港周辺の地形

図-5.10 に示すように、御前崎港の水深は港口で 12 m、港奥で 5 m であるが、計算では 10 m の一樣水深とした。実験では有義波周期 8.6 sec の単一方向の不規則波が用いられているので、計算でも同じ周期の不規則波を用いたが、計算では Bretschneider 型のスペクトルを用いているので、実験波のスペクトルとは若干異なっている。しかし、4.5 で述べたように、入射波のスペクトルの少しの相違は波高比に大きな変化を与えないため、計算と実験とで入射波のスペクトルが少し異っても問題はないと考えられる。図-5.10 の西側護岸と南側護岸は、碎石を設置して消波構造になっているが、その反射率が不明であるので、計算では一応その値を 0.3 とした。また、東防波堤の付根の部分に幅の狭い開口部があるが、計算では無視し、開口部なしとした。西防波堤は島堤であるが、半無限防波堤として計算している。計算では反射次数 3 とした。

図-5.11 は、東防波堤が NNE 方向に真直ぐ延びている場合（ケース 1）の計算値と実験値の比較図である。図中の + 印での数値は実験値、実線は計算値の等波高比線である。この図からわかるように、防波堤開口部から波が直接進入するような開口部付近の領域では、計算値は

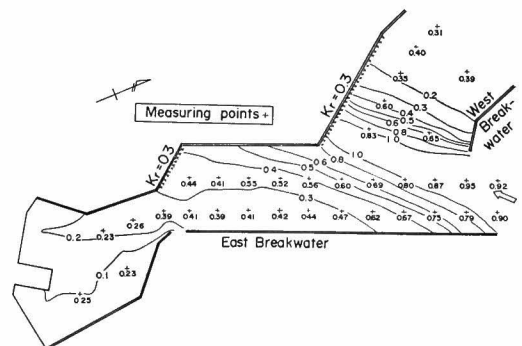


図-5.11 ケース 1 における御前崎港の港内波高に関する実験値と計算値の比較

1.0 付近にあるが、実験値は 0.8~0.95 となって、計算値が実験値の 1.1 倍程度大きい。一方、港内奥深く入るに従って、計算値は実験値より小さくなる傾向があり、港奥の東防波堤付近では実験値の 0.8 倍程度となる。最港奥では計算値は実験値の半分程度になる。ただし、西防波堤背後で計算値が実験値よりかなり小さくなっているのは、西防波堤が実験では島堤となっているのに対し、計算では半無限堤としたためである。

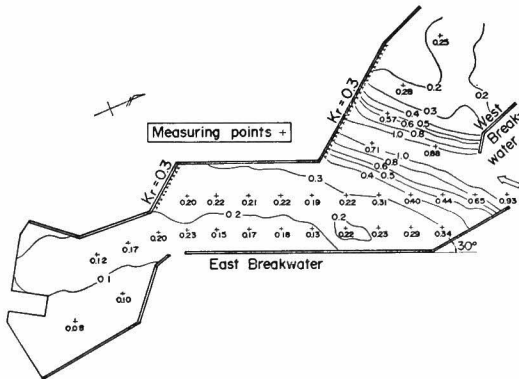


図-5.12 ケース 2 における御前崎港の港内波高に関する実験値と計算値の比較

図-5.12 は、東防波堤の先端から 300 m 入った地点で 30° 西側へ防波堤を傾けた場合（ケース 2）である。港口部付近では図-5.11 と同様に計算値は実験より大きくなるが、他の水域では計算値と実験値の一致が非常によい。東防波堤の付根の開口部付近で実験値が少し大きくなっているのはこの開口部の影響だと思われる。ただし、計算ではこの開口部は考慮していない。

図-5.13 は、東防波堤を 図-5.12 の場合と同じ地点で 40° 西側に傾けた場合（ケース 3）である。この場合も

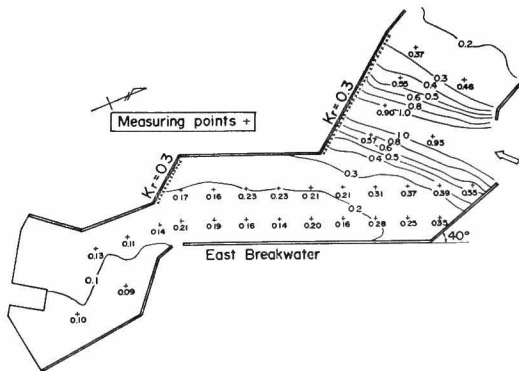


図-5.13 ケース 3 における御前崎港の港内波高に関する実験値と計算値の比較

港口部では計算値が実験より大きくなる。しかし、他の水域では計算値はかなりよく実験値と一致している。西側防波堤背後の計算値と実験値の不一致は、図-5.11 について述べたのと同じ理由による。港口部を西側に移動するほど港内の波高は小さくなる。

以上の結果、御前崎港の実験に関しては、本計算値は港口部付近を除けばかなりよく実験値と一致していると考えることができる。

(2) 田後港の模型実験との比較

鳥取県の東端に位置する田後港は、防波堤および岸壁等の整備にもかかわらず港内静穏度についてはいまだ十分でない。そのため、将来 5 ケ年計画において港内静穏度向上のための改良工事が行われようとしている。本実験は、5 ケ年計画完了時にどの程度静穏度が向上するかを調べたものである¹¹⁾。

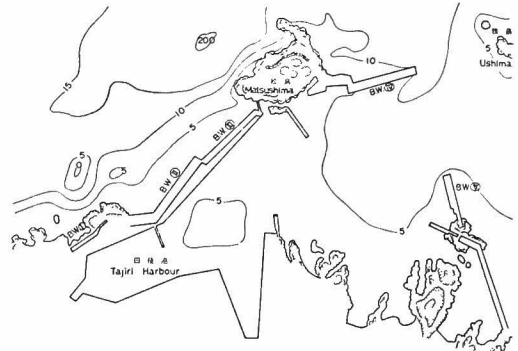


図-5.14 田後港周辺の地形

図-5.14 は、改良工事前の田後港と周囲の海底形状を示したものである。しかし、この図には現われていないけれども、沖側ではかなり複雑な海底形状を示しており、港口入射波は屈折の影響を強く受けているものと思われる。そこで、まず港口部までの屈折計算を行って、港口部付近の波向を求め、この平均波向を計算における入射波の波向とした。港内水深は、図-5.14 に示すように大きな変化はなく、平均で 5 m 程度である。そこで、計算では港内水深を 5 m の一様水深とした。計算値と実験値の比較は 2 ケースについて行った。このときの沖波の波高と周期は $H_0=4$ m, $T_0=10$ sec であるが、港口入射波は屈折および浅水変形によって沖波とは異なるので、補正を施している。計算では、Bretschneider 型のスペクトルを用いているので、実験スペクトルとは異なっている。比較を行ったケースには消波岸壁となっている部分があるが、この岸壁の反射率は $K_r=0.5$ とした。反射次数は 1 である。

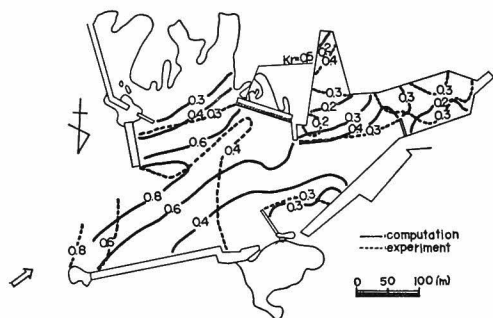


図-5.15 田後港における計算値と実験値の比較

図-5.15 は、現在の防波堤を延長すると同時に、海岸線の一部に消波岸壁を設けた場合の計算値と実験値の比較図である。港口部付近では、計算値は実験値より大きく、実験値の 1.5～2.0 倍にもなっている部分がある。この原因としては、計算では入射波の波高および波向が一樣であるとしているのに対して、実験では港口部前面の海域で屈折の影響を受けて、波高および波向が場所毎に異なることが考えられる。一方、港奥では逆に計算値が実験値より 30% 程度小さくなっている。この原因としては反射次数が 1 と小さいことにもよると思われる。

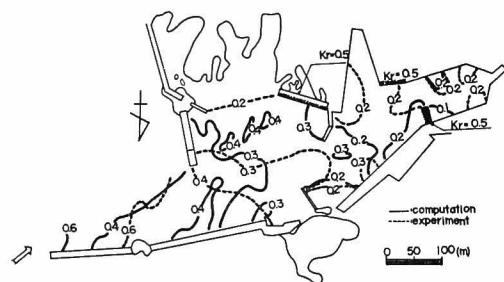


図-5.16 防波堤延長後の田後港における計算値と実験値の比較

図-5.16 は、防波堤をさらに延長し、波除堤と岸壁の一部を消波構造とした場合の比較図である。この図では計算値と実験値の等波高比線が複雑に入り組んでいてはっきりしないが、計算値と実験値は、図-5.15 よりよく一致しているようである。図-5.15 とは逆に、港口部では計算値が小さくなっている。これも港口部前面の波の屈折の影響だと思われる。全体的にみて、計算値は 30% 以内の誤差で実験値に一致すると考えられる。

以上、田後港の模型実験に関して、計算値と実験値を比較した結果では、港口部の前面水域で実験波は屈折の影響を強く受けるため、港口部付近で両者の差は大きく

なる。港奥では両者の差は 30% 程度かそれ以下である。この結果、港口部前面水域の海底地形が複雑に変化し、波が屈折の影響を強く受ける場合には、予め模型実験で本計算法の適用性を確認したうえで、方向スペクトルを有する不規則波に対する計算を行うことが肝要となる。

(3) 伏木富山港漁船だまりの模型実験との比較

富山港は、富山市中心部から北へ約 5 km 離れたところに位置する港であり、大型船と小型漁船の両方に利用されている。漁船だまりを港の外側に建設し、大型船と小型漁船の航路を分離して、航行上の危険を低くするとともに、現在の漁船だまりである水路内の木材運搬を円滑にすることが計画されている。この模型実験は、新しい漁船だまりの防波堤配置を決定するために行われたものである¹²⁾。

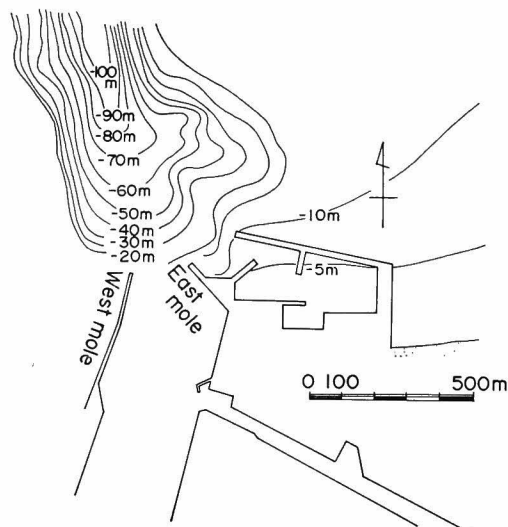


図-5.17 富山港漁船だまりの計画とその周辺の地形

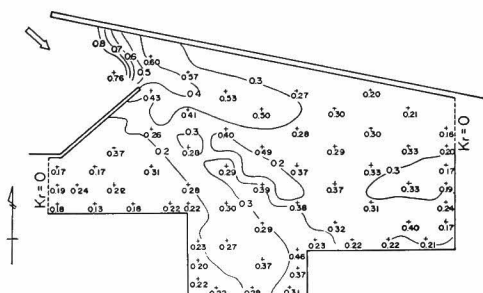
図-5.17 は新しい漁船だまりの防波堤の配置と周囲の海底地形を示したものである。この図からわかるように、新しい漁船だまりの港口前面には、アイガメと呼ばれる富山湾特有の海谷が迫っている。その結果、北から東寄りの波はかなり屈折を受け、この漁船だまりの沖合いで波向線が交差する。そのため、これらの波の港口部での波高および波向の推定が困難となり、本計算法による結果と実験値とを比較しても、計算法の適用性を検討することにはならない。そこで、NW と NNW の 2 つの波について比較することにした。NW の波は、沖波として $H_0=1.8\text{ m}$ で $T_0=5.5\text{ sec}$ 、また、NNW の波は $H_0=2.0\text{ m}$ で $T_0=6\text{ sec}$ である。実験では単一方向の不

規則波が用いられているので、計算でも単一方向の不規則波を用いた。しかし、計算では Bretschneider 型のスペクトルを用いているので、港口部における実験波のスペクトルと若干異なる可能性がある。港口部付近の等深線はほぼ海岸線に垂直になっているので、防波堤の先端が水深 10 m と深くても、かなり屈折の影響を受けて、港内に波が入り易い方向に曲る可能性が高い。図-5.17 の等深線は、港口部ではほぼ平行になっているので、平行等深線として波向変化を計算してみると、NW の波では約 10° 、NNW の波では約 15° 港口部付近で西に傾むくことがわかった。そこで、計算では、NW の波は 10° 、NNW の波は 15° 西寄りに入射波の波向を傾けた。このような屈折を起すと、当然港口部の波高は沖波波高とは異なる可能性もあるが、港口部付近の等深線の形状からみて、波向線の幅は合合いとほとんど変化がないことから、波高については修正を行っていない。港内水深は 5 m として計算した。また、港内には船揚げ場として斜路が設けてあるので、この部分の反射率は 0 とし、岸壁の反射率は 0.9 とした。

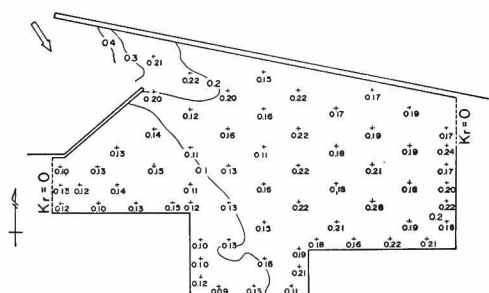
主防波堤が一直線状に WNW 方向に延びている場合について計算値と実験値を比較したのが 図-5.18 である。図-5.18 (a) は NW の波、図-5.18 (b) は NNW

方向の波に対する比較図である。図中の+印における数値は実験で求めた波高比を示し、実線の等波高比線は計算値によるものである。NW の波の 図-5.18 (a) の場合、実験値では 0.5 以上の点が港口部から港内に向かって現われているのに対し、計算値では $0.5 > K_d > 0.4$ となっており、計算値が小さい。また、副防波堤の背後では、計算値は $0.1 < K_d < 0.2$ であるのに対し、実験値では $K_d > 0.3$ の点が現われている。このような差が局所的に現われてはいるものの、全体的にみれば、かなりよい精度で計算値は実験値を表現している。また、図-5.18 (b) の NNW の波向の場合、波の進入方向が北に寄るため、港内波は非常に小さくなる。計算では港口部付近に $K_d > 0.2$ になる部分があることを除けば、ほぼ全領域で $K_d < 0.2$ となるが、実験値では、 $K_d > 0.2$ となる部分が港内のいくつかの点に現われている。また、計算値では $K_d < 0.1$ の部分が副防波堤の背後に現われているが、実験値では、 $K_d < 0.15$ で、 $K_d > 0.1$ の点も多く存在する。しかし、計算で波高が小さい部分では、実験値も小さく、両者の対応はよい。また、計算精度も悪くない。

図-5.19 は、主防波堤の先端部の 150 m 区間を海岸線にほぼ平行に曲げた場合の計算値と実験値の比較図である。図-5.19 (a) の NW の波の場合、計算では K_d

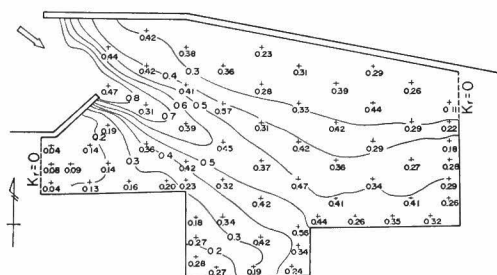


(a) 波向 NW

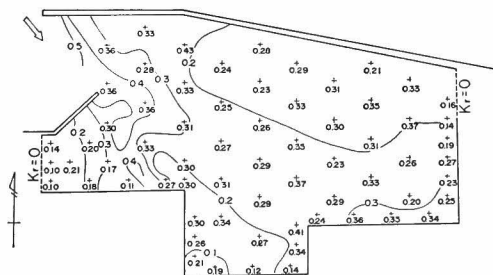


(b) 波向 NNW

図-5.18 富山港漁船だまりにおける直線防波堤の場合の実験値と計算値の比較



(a) 波向 NW



(b) 波向 NNW

図-5.19 富山港漁船だまりにおける屈曲防波堤の場合の実験値と計算値の比較

$=0.6$ や 0.5 の線が港内奥深くまで侵入してきているが、実験値では、 $K_d > 0.5$ になる点はほとんどなく、 $K_d < 0.5$ である。このように港口部の波高が大きく異なったのは、計算では入射波が単一方向から進入してくるとしているのに対し、実験では港口部の位置で水深が大きく異なるため、場所的に波高が大きく変化することによるものと思われる。たとえば、この防波堤の配置では、主防波堤の先端が水深 10 m 付近にあるのに対し、副防波堤先端では水深 5 m と、水深が約半分になっている。その結果、等深線の形状からして、副防波堤には計算で用いた波向よりさらに西に傾いていると推測される。このことは、副防波堤の背後で計算値の波高が実験値より大きくなることから推測される。このような原因で計算値は港口部で大きな波高を示すものの、実験値の波高変化をかなりよく表わしている。図-5.19 (b) の NNW の波の場合でも、図-5.19 (a) ほどではないが、港口付近でやはり計算値の波高は実験値より大きい。また、副防波堤の背後でも計算値は実験値より大きくなっている。しかし、全体的にみれば、計算値は実験値の傾向をよく表わしている。

以上、富山港漁船だまりの模型実験結果との比較で、全体として計算値は実験値の傾向をよく表わしており、港口部のような局所的な部分を除けば、計算値は 30% 程度の誤差を示しているといえる。また、富山港漁船だまりのような、港口部付近の水深が大きく変化する港では、港口部の波向を正確に把握して計算することが非常に重要であるが、これを行っても、本計算法では港口部近傍の港内波高が比較的大きい誤差を含むことは避けられない。

(4) 小木新港の模型実験との比較

小木港は、能登半島北部、富山湾に面した天然の良港であるが、近海や遠洋漁業の基地として小木港に停泊荷揚げする漁船数は年々増加してきているため、現在の泊地面積では十分といえなくなりつつあり、小木港の新港が計画された。本模型実験は、新港計画の一環として、港内静穏度の観点から外郭防波堤の配置を決定するために行われたものである¹⁸⁾。

小木新港の計画とその周辺の等深線を示したのが図-5.20 である。本実験は規則波による実験であるため、港内で重複波が発生し、港内波高は場所的に大きく変化する。そのため、実験値をそのままの値で計算値と比較することはできない。そこで、港内を図-5.21 に示すように 7 ブロックに分割し、そのブロック内の平均波高について実験値と計算値とを比較した。実験は全部で 27

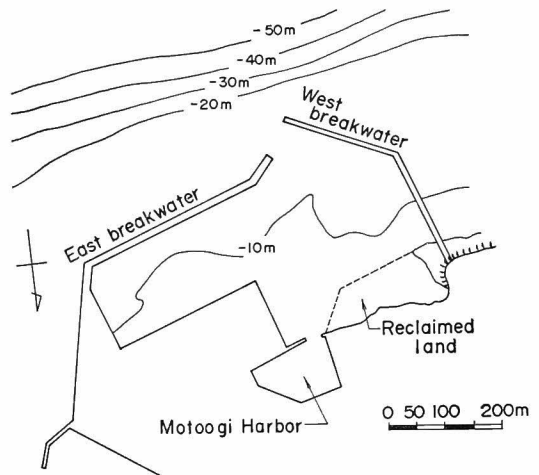


図-5.20 小木新港の計画とその周辺の地形

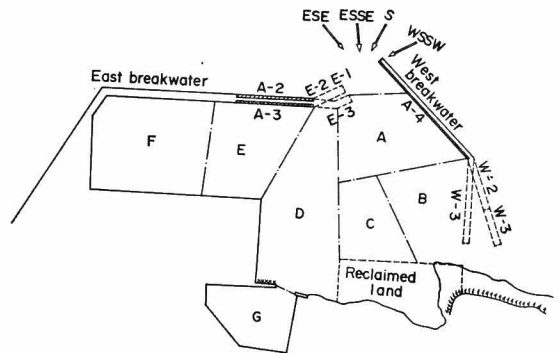


図-5.21 港内領域分割

ケース行われているが、計算値と比較ができる 19 ケースについて計算値と実験値を比較した。その 19 ケースを表にまとめると、表-5.1 のようになる。各ケースの防波堤配置および消波構造の位置は図-5.21 に示している。実験は規則波であるので、計算も規則波を用いている。

実験値と計算値は表-5.1 にも示してあるが、これをプロットしたのが図-5.22 である。図中の縦軸が実験値 $(K_d)_e$ で、横軸が計算値 $(K_d)_c$ である。また、実線は $(K_d)_e = a(K_d)_c$ の比例関係が成立するとして、最小自乗法で求めた関係式を示したもので、点線で挟まれた区域は計算値と実験値の差が 30% 以内の範囲を示す。

$(K_d)_e = (0.9 \sim 1.1)(K_d)_c$ となって、実験値と計算値が平均的にみて、10% 程度しか異ならないのはブロック A および C, D, E, F である。しかし、実験値と計算値がよい一致を示しているブロックでも、詳細にみると、実験値と計算値が大きく異なる波向がある。たとえ

表-5.1 小木新港の実験ケースおよび実験値と計算値

Case No.	Wave direction	Wave period [sec]	East breakwater			West breakwater			West re-claimed land	Counter plan (wave absorber)			Mean wave height ratio (upper row: computation) (lower row: experiment)						
			E-1	E-2	E-3	W-1	W-2	W-3		front of Moto-ogi	A-1	A-2	A	B	C	D	E	F	G
1	S	7	○				○						0.331 0.341	0.428 0.159	0.293 0.244	0.284 0.307	0.191 0.161	0.163 0.114	0.120 0.187
2				○			○						0.324 0.346	0.432 0.194	0.264 0.235	0.438 0.409	0.260 0.236	0.176 0.167	0.192 0.217
3					○		○						0.285 0.304	0.435 0.154	0.255 0.231	0.212 0.192	0.202 0.106	0.167 0.060	0.063 0.148
4					○		○			○			0.285 0.278	0.435 0.156	0.255 0.232	0.212 0.210	0.202 0.090	0.167 0.071	0.063 0.186
5	ESE	8			○		○			○			0.665 0.624	0.607 0.390	0.246 0.404	0.149 0.217	0.109 0.123	0.106 0.113	0.054 0.232
6					○	○				○			0.654 0.623	0.600 0.430	0.322 0.455	0.180 0.196	0.115 0.110	0.097 0.109	0.054 0.226
7					○			○		○			0.668 0.583	0.622 0.365	0.248 0.360	0.153 0.175	0.142 0.088	0.106 0.093	0.054 0.167
8					○			○	○	○		○	0.656 0.617	0.694 0.485	0.331 0.504	0.148 0.217	0.161 0.131	0.124 0.172	0.046 0.105
9					○			○	○	○	○	○	0.656 0.548	0.694 0.449	0.324 0.492	0.146 0.179	0.151 0.118	0.118 0.137	0.046 0.131
10	ESSE	7			○		○			○			0.461 0.552	0.463 0.411	0.423 0.408	0.246 0.268	0.155 0.100	0.126 0.106	0.118 0.142
11					○	○			○	○			0.604 0.612	0.681 0.509	0.530 0.515	0.287 0.360	0.173 0.232	0.117 0.186	0.126 0.170
12					○		○		○	○			0.541 0.621	0.567 0.508	0.504 0.524	0.263 0.339	0.167 0.244	0.134 0.212	0.119 0.154
13					○			○	○	○			0.539 0.617	0.519 0.519	0.534 0.553	0.264 0.321	0.166 0.261	0.133 0.200	0.119 0.199
14					○			○	○	○		○	0.512 0.534	0.486 0.407	0.504 0.499	0.273 0.334	0.156 0.229	0.126 0.178	0.129 0.173
15					○			○	○	○	○	○	0.512 0.534	0.486 0.460	0.504 0.479	0.277 0.254	0.150 0.155	0.124 0.143	0.129 0.137
16	WSSW	6			○		○			○			0.281 0.141	0.555 0.293	0.243 0.291	0.157 0.221	0.177 0.129	0.130 0.129	0.042 0.018
17					○		○		○	○			0.284 0.179	0.565 0.356	0.273 0.296	0.151 0.222	0.178 0.181	0.132 0.170	0.037 0.044
18					○			○	○	○			0.225 0.139	0.324 0.163	0.144 0.124	0.103 0.102	0.087 0.118	0.054 0.108	0.037 0.036
19					○			○		○			0.219 0.124	0.321 0.157	0.139 0.109	0.112 0.101	0.083 0.110	0.052 0.086	0.042 0.031

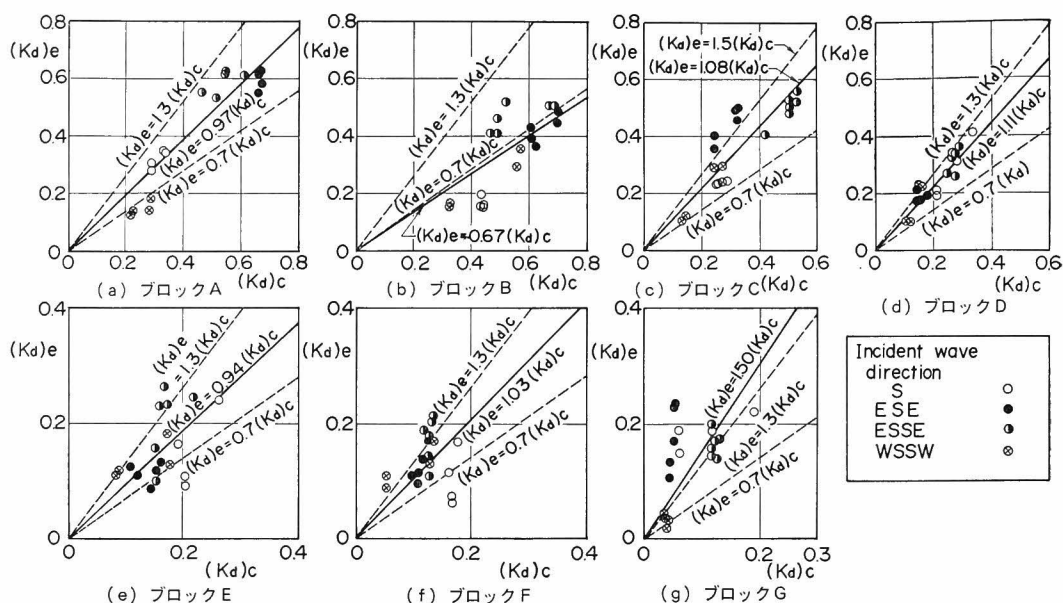


図-5.22 小木新港における実験値と計算値の比較

ば、ブロック A では $(K_a)_e = 0.97(K_a)_c$ となって、実験値と計算値は平均的にみて、3% 程度しか異なっていないが、WSSW の波では実験値が計算値の約 60% と小さく、また、ESSE の波では実験値が計算値より 10% 程度大きい。また、ブロック F では、実験値と計算値の平均的な関係は $(K_a)_e = 1.03(K_a)_c$ と非常によい一致を示すが、プロットした点はこの線のまわりに大きくばらついている。計算値と実験の一致のよいこれらのブロックでは大部分の点は、両者が 30% 以内の差の領域に入っている。

一方、実験値と計算値とはブロック B と G で一致が悪い。ブロック B では、 $(K_a)_e = 0.67(K_a)_c$ となって、実験値は計算値の約 7 割と小さい。この原因としては、計算では両開口部とも同じ波高の入射波が回折されるとしているが、実験では西側開口部の波は屈折によって波高が減少していて、西側開口部による回折波が小さいことによると考えられる。また、ブロック G では、港内開口部内の領域であり、波高比が実験値および計算値ともに小さいため、両者の差が著しくなったのではないと思われる。

以上、規則波による小木新港の模型実験値と計算値とを比較した結果では、波高比が大きい場合には、計算値と実験値の相対誤差は小さく、波高比が小さくなると大きくなる傾向がある。領域によっては、平均的にみて 50% 以上異なる場合もあるが、全測点数の 2/3 が ±30%

の誤差の範囲に入っており、全体としてみれば、数値計算の推定値は 30% 以内の差で実験値をよく表わしているといえる。

(5) 模型実験との比較による数値計算の精度

御前崎港および田後港、富山港漁船だまり、小木新港に関する模型実験と数値計算とを比較することによって、次のようなことが判明した。

- i) 数値計算は、平均的にみると、30% の誤差の範囲で実験とよく一致する。しかし、入射波の波向や計算領域によっては局所的に差が大きくなる場合がある。
- ii) 港の形状によって異なるけれども、一般に開口部すぐ近傍では計算値は実験値より大きい傾向を示し、港奥では小さい傾向を示す。
- iii) 数値計算値は、波高比が大きい場合には実験値との相対誤差が小さいし、波高比が小さい場合には相対誤差が大きくなる傾向を示す。
- iv) 港口部前面の海底地形が大きく変化している港においては、港口部へ入射する波向を正確に推定して計算しないと、計算精度が落ちる。ただし、波向が港口部で場所的に異なる場合には、平均的な波向を入力すればよい。しかし、これによって局所的に計算精度が落ちる場合があるので注意を要する。

5.5 港内波浪観測による数値計算法の検討

(1) 港内波浪観測地点

港内静穏度を確保するための各種計画の樹立に当たって

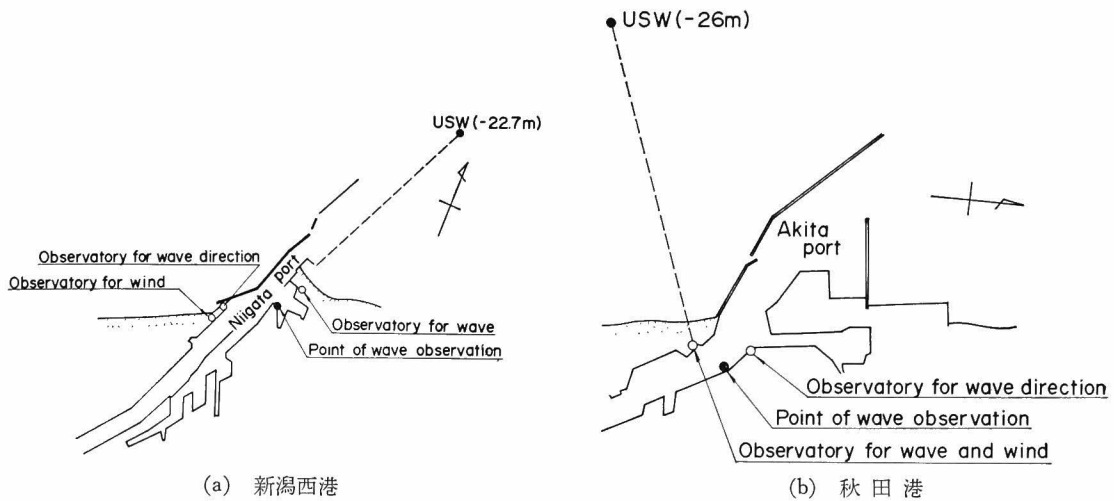


図-5.23 波高観測地点

は、港内波浪を的確に把握することが必要であるが、港内波浪と一口に言っても、港内波浪には港口進入波や港内反射波、港内発生波などが含まれ、その実体は非常に複雑である。そこで、第一港湾建設局では、今後の港湾整備計画の策定に資する目的もあって、港内波浪の実体を把握するために港内波浪観測を実施し、その解析を行っている¹⁴⁾。

港内波浪の観測は、日本海側で波高が高くなる冬期が選ばれ、1979年12月～1980年1月の2ヶ月間、新潟西港と秋田港で行われた。港内波浪観測は、図-5.23 (a) と (b) に示されているような港内中央部の岸壁前面から2m離れた地点で行われた。港内波浪は簡易型の容量式波高計を用いて観測され、港内波浪との比較に重要な港外波浪としては、図-5.23 に示すように、新潟西港では水深22.7m、秋田港では水深26mの地点に設置されている超音波式波高計による定常観測値を採用している。定常観測は、毎日2時間毎に20分間行われている。また、港口付近における入射波の波向は、両港で行われているミリ波レーダの観測値が採用されている。波向観測は、毎日10時と16時の2回定期的に観測されているが、波向線が明瞭でない場合や天候が悪い場合には、読み取り誤差が大きくなると同時に、読み取りが不可能になる場合もあり、その測得率は低い。

(2) 波向および周期による港内波高の変化

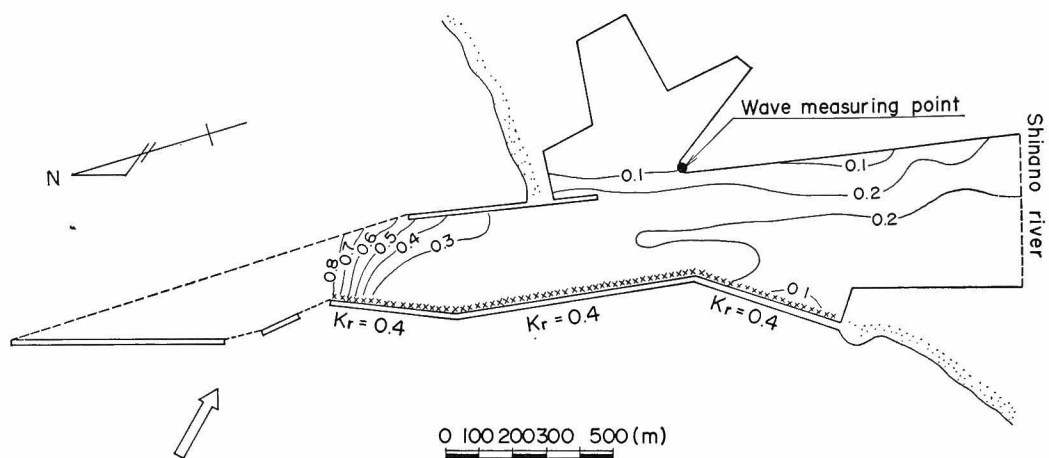
港内波浪観測期間中の港外波浪の観測では、周期は8secを中心にして、6secから10secの間にあり、波高は荒天時に新潟西港で $H_{1/3}=5$ m、秋田港で $H_{1/3}=6$ mに達する場合もあった。また、波向は、新潟西港ではNNW～

NW、秋田港ではW～SWの範囲にほとんどの波が入っている。

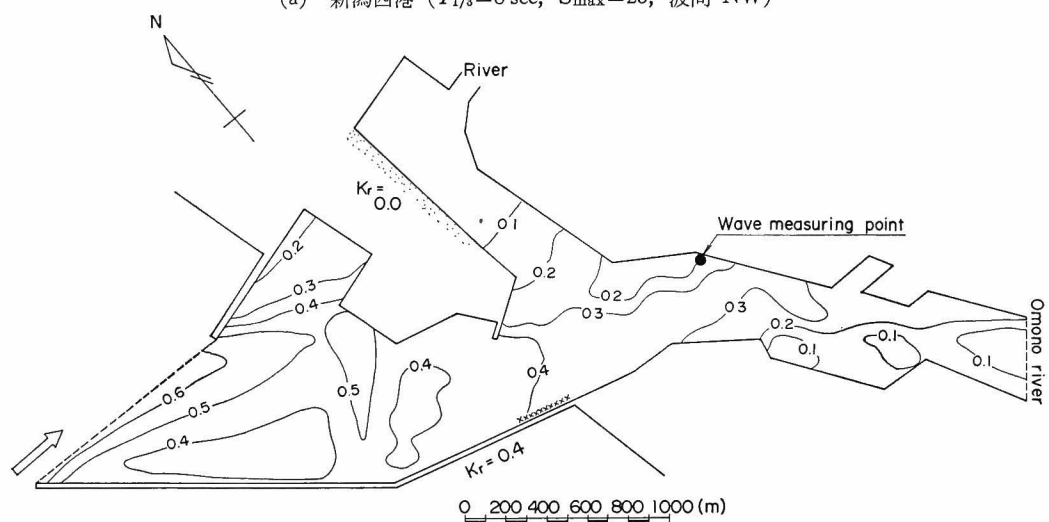
周期8secで、波向が新潟西港でNW、秋田港でWの波に対する港内波高分布の計算結果が、図-5.24 (a) と (b) に示してある。計算では、港内の反射次数を4とし、周波数および方向分割数はそれぞれ5と30にした。港内のメッシュ間隔は100mで、水深は、新潟西港で10m、秋田港で12mの一樣水深としている。方向集中度 S_{max} は、沖波で $S_{max}=10$ とすると、両港ともに港口部では $S_{max}=20\sim30$ の範囲にあるので、 $S_{max}=25$ として計算した。岸壁の反射率は $K_r=0.8$ を標準とし、この値と異なる部分については図-5.24中に示してある。

図-5.24 (a) の新潟西港では、波向NWの波は防波堤で強く遮蔽される状態にあるが、西防波堤の2箇所の方に70m程度の開口部が存在しているため、港口付近の波高比は比較的大きい。一方、港内奥では $K_a<0.3$ である。図-5.24 (b) の秋田港では、波向NWの波は西防波堤で遮蔽されているが、それほど強い遮蔽ではないため、港奥でも波高比は大きく、 $K_a<0.4$ である。

観測期間中の波は前述のように、新潟西港ではNNW～NW、秋田港ではW～SWの波向で、周期は8sec前後であるので、波向と周期の変化によって港内波浪観測地点の波高がどのように変化するか、数値計算によって調べたのが図-5.25である。計算に用いた波の周期は6と8、10secの3種類、波向は、新潟西港ではNNW～Wの4方向、秋田港ではNN～SSWの7方向である。方向集中度としては、 $S_{max}=25$ に加えて、 $S_{max}=75$ に

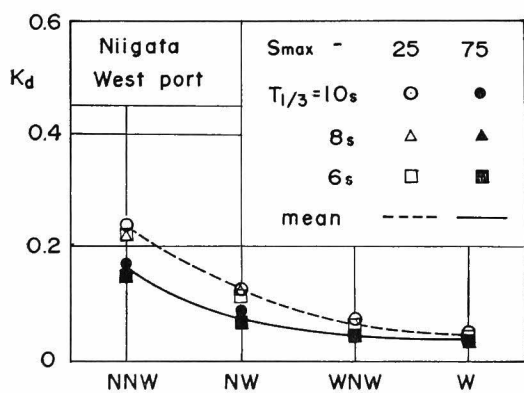


(a) 新潟西港 ($T_{1/3}=8$ sec, $S_{max}=25$, 波向 NW)

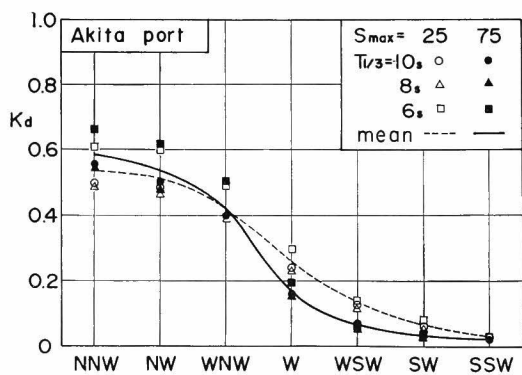


(b) 秋田港 ($T_{1/3}=8$ sec, $S_{max}=25$, 波向 W)

図-5.24 港内波高分布



(a) 新潟西港



(b) 秋田港

図-5.25 港外波浪の波向による波浪観測点での波高比の変化

ついても行っている。その他の条件は図-5.24と同じである。波高比としては港内波浪観測点近傍の3点の平均値を用いた。

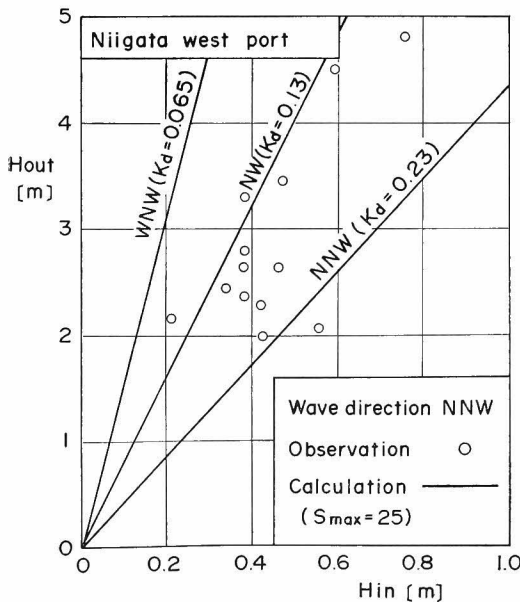
図-5.25 (a) の新潟西港の場合、港口がNE方向に開いているので、計算ではW~NNWの範囲しか計算していないけれども、波向が北寄りになるほど港内波高比が大きくなる傾向を示しているのがわかる。周期の変化による港内波高比の変化はほとんどなく、6~10 secの波ではほぼ同一の波高比を示す。方向集中度 $S_{max}=25$ と75では、この計算範囲の波向においては、 $S_{max}=25$ の場合が大きな波高比を示し、WからNNWに波向が変化するに従って、両波高比の差が開く。この差は、Wでは0.01程度であるのに対し、NNWでは約0.07になる。

図-5.25 (b) の秋田港の場合、港口がほぼNNWの方向にあるため、港内波浪観測点の波高比は、NNWのときに最大で、 $S_{max}=75$ で $T_{1/3}=6$ sec では $K_d=0.67$ にもなる。波向がSに向うに従って、港内波高比は小さくなり、SSWでは周期および S_{max} にほとんど関係なく、 $K_d=0.03$ と非常に小さくなる。港内波高比はWNW~WSWの範囲で最も変化が大きく、この間で約0.3変化する。WSWよりS寄りの波向では、周期による波高比の変化はほとんどないが、WよりN寄りの波向では、 $S_{max}=25$ でも75でも、周期6 secの波の波高

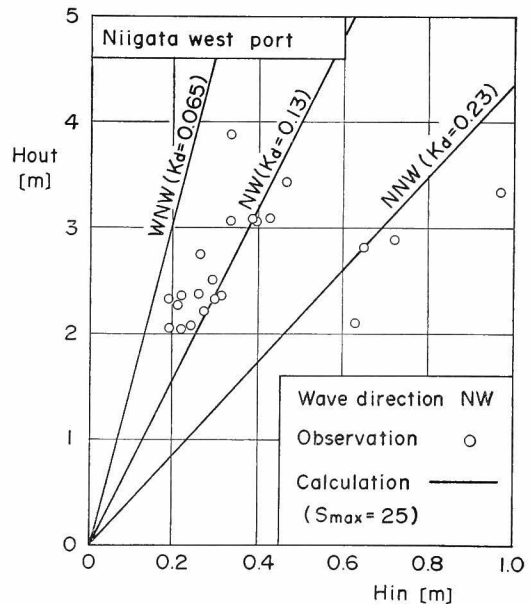
比が大きく、他の周期の波高比と大きい場合には0.1程度異なる。しかし、周期8 secと10 secでは10 secの波高比が大きい傾向は示すけれども、その差は小さく、両者の波高比はほとんど変わらない。 $S_{max}=25$ と75では、WNWよりN寄りの波では $S_{max}=75$ の波高比が大きく、これよりS寄りの波では $S_{max}=25$ の波高比が大きくなる。しかし、SSWでは S_{max} の値によって波高比はほとんど変わらない。この原因としては、4.4 (3) で述べたように、方向集中度の高い波ほど波の直接進入領域で波高比が大きく、遮蔽域で小さくなるため、N寄りの波では $S_{max}=75$ の場合が港内の奥まで大きな波高の波が入り易くなるためだと考えられる。

(3) 港内波浪の観測値と計算値の比較

港内波浪は1979年12月から1980年1月までの2ヶ月間、毎日2時間毎に観測されているが、港外波浪の波向が不明なものは除き、ミリ波レーダによる観測で波向が読み取れたものだけを取り出し、港内波浪と港外波浪の関係を調べてみた。また、港内波浪の波高の計算結果も示されているが、この計算では、防波堤の越波による港内伝達波や港内を吹く風による港内発生波は考慮されおらず、港口での回折波と港内での反射波のみが考えられている。計算値としては、方向集中度が $S_{max}=25$ で、周期6~10 secの波に対する平均的な波高比を用いている。



(a) 波向 NNW の場合



(b) 波向 NW の場合

図-5.26 新潟西港における港内外の波高の関係

新潟西港について整理したのが、図-5.26である。図-5.26 (a) は、港外波浪が NNW の波向に対するもので、図-5.26 (b) は NW の波向に対するものである。NNW および NW の波向としては、N から W 方向に測って、波向がそれぞれ $20^{\circ}\sim 30^{\circ}$ と $30^{\circ}\sim 40^{\circ}$ の範囲にあるものを採用した。また、これらの図中には、港外波浪の波向が NNW および NW, WNW の 3 種類の波向に対する計算値が直線で示してある。計算は線型解析であるので、港内波高は港外波高と比例関係になる。図中の H_{out} と H_{in} はそれぞれ港外波高と港内波高を示している。

波向 NNW の図-5.26 (a) の場合、大部分の観測値は NNW と NW の波向に対する計算値の間にあり、平均的にみると、WNNW 方向となっている。 $N20^{\circ}\sim 30^{\circ}W$ の波向を NW にとっていることを考えると、港外波浪の浪向が NNW といっても NW 寄りの波が多くあったのかもわからない。しかしながら、個々の観測値の港外波浪の諸元が不明であったので、詳細な検討はできなかった。

波向 NW の図-5.26 (b) の場合、港内波高の観測値は、港内波高が大きく観測されている 4 点を除けば、NW の波向に対する計算値に近いけれども、港内外波高の平均的な関係は、計算値の波向を NW より WNW 寄りにとるとよいようである。港内波高が大きく観測されている 4 点については、港内発生波が比較的大きく、そのため、港内波高が大きく観測されたのではないかと推測されるが、港内での風速と風向がはっきりしていないので、港内発生波を定量的に見積ることができなかった。

図-5.27 (a) および (b), (c) は、港外波浪の波向がそれぞれ W と WSW, SW に対する、秋田港における港外波高と港内波高の関係を調べたものである。これらの図中には、WNW \sim SSW の 5 種類の波向に対して計算した港内外波高の関係が直線で示してある。

図-5.27 (a) の W 方向の波としては、港外波浪の波向が $N80^{\circ}\sim 100^{\circ}W$ の範囲にある波を採用している。ただし、同じ W 方向の波であっても $N80^{\circ}\sim 90^{\circ}W$ と $N90^{\circ}\sim 100^{\circ}W$ の 2 つに分け、それぞれを黒丸と白丸で示している。黒丸は WNW に近い方位にあるため、平均的にみると、白丸より港内波高比が大きい傾向にあるが、この傾向は、白丸と黒丸が大きく入り混じっており、それほど明瞭ではない。観測値は大きくばらついてはいるけれども、W \sim SW の計算値の直線内にほとんどの点が入っており、港外波の波向を W 方向と考えるより WSW とした方が計算値は観測値の港内外波高の平均的な関係

によく一致する。観測値が計算値の W \sim SW の範囲にあることは、観測値の波高比が $K_a=0.07\sim 0.25$ であることを示している。

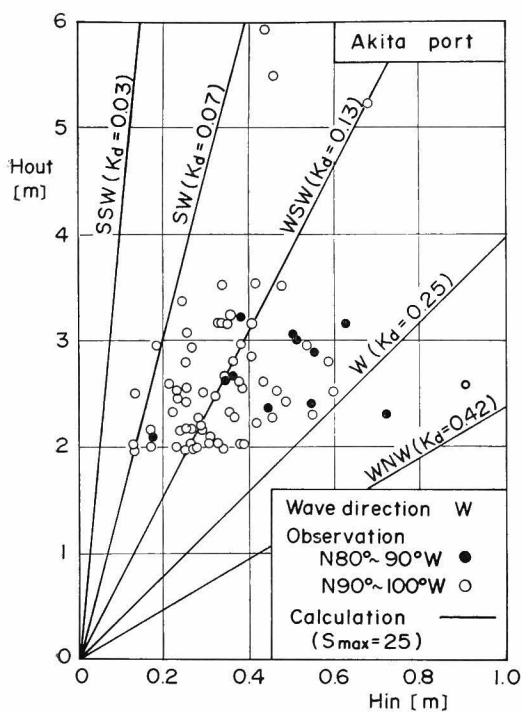
図-5.27 (b) の WSW の波向としては、 $N100^{\circ}\sim 120^{\circ}W$ の範囲の波を用いている。同じ WSW でも $N100^{\circ}\sim 110^{\circ}W$ は黒丸、 $N110^{\circ}\sim 120^{\circ}W$ は白丸で示されている。黒丸は白丸より港内波高比が大きい傾向を示し、図-5.25 (b) で示したように波向が N 方向に向うほど港内波高比が大きくなる傾向と一致している。しかし、観測値は全般に計算で求めた、WSW の波向の港内波高より小さく、WSW \sim SSW の範囲にある。波高比に直すと、観測値は $K_a=0.03\sim 0.13$ の範囲にあることになる。観測値の平均的な関係を表わそうとすると、計算においては WSW の波向を用いるのではなく、WWSW 方向にとるのがよいと思われる。

図-5.27 (c) の SW の波向としては、 $N120^{\circ}\sim 130^{\circ}W$ の波が用いられている。この範囲の波向の波は少なく、2 点しかないので、はっきりとはいえないが比較的良好に計算値と一致しているようである。

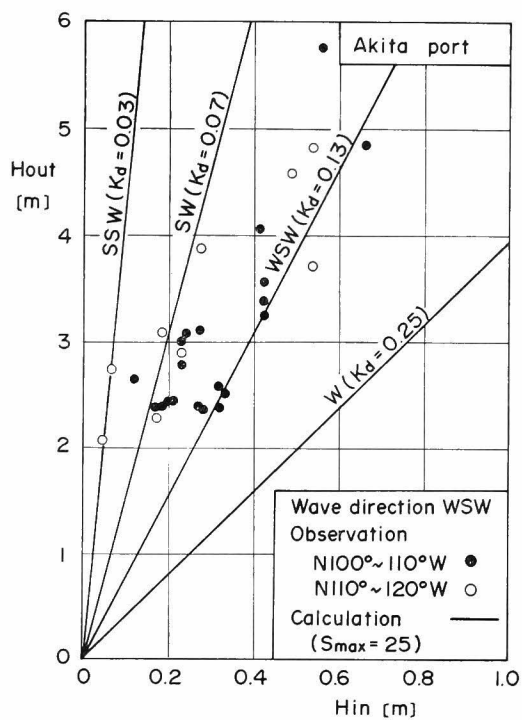
以上、新潟西港および秋田港について港内波浪観測値と計算値とを比較したけれども、平均的な周期と波向および方向集中度を用いて計算していることや港内発生波の効果が観測値から取り除くことができないこともあって、計算方法の妥当性について詳細な検討はできなかった。しかしながら、計算値は、波向が N から W あるいは S 方向に傾むくに従って港内波高比が小さくなるという観測値の変化傾向をよく表わしている。また、ミリ波レーダで得られた波向をそのまま用いるのではなく、W あるいは S 方向に少し変化させて計算すれば、計算値は観測値の平均的な関係とよく一致させることができる。本計算では、沖波を風波と考慮して、 $S_{max}=10$ を採用し、水深変化による波向集中度の増大を考慮して $S_{max}=25$ として計算した。その結果、観測値は計算値より少し小さくなった。計算した波向の範囲では S_{max} が大きいほど波高比は小さくなるので、 $S_{max}=25$ より大きい S_{max} の値に実際の波はなっていたのかもわからない。しかし、これについては S_{max} の値が不明であるので、単なる推測に過ぎない。

5.6 港内静穏度解析への応用例

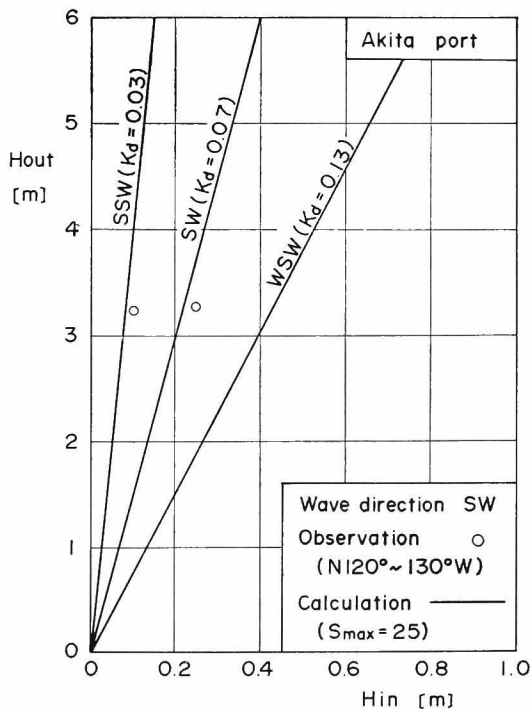
前節までは、港内波高計算法の妥当性を検討するために、模型実験結果や現地波浪観測結果と数値計算値とを比較してきたが、本節では港内波高計算法を適用して、どのように港内静穏度を解析するか、その手法について検討する。ここでは、港内静穏度の判定において重要な



(a) 波向 W の場合



(b) 波向 WSW の場合



(c) 波向 SW の場合

図-5.27 秋田港における港内外の波高の関係

要素である港外からの進入波に対する解析であって、港内発生波や航走波、あるいは風については考慮していない。

(1) 港内静穏度を判定する港の形状と沖波の条件

図-5.28 に示すような仮想の港を考え、この港に関して港内静穏度を調べる。この港は掘込み港湾で、港の東

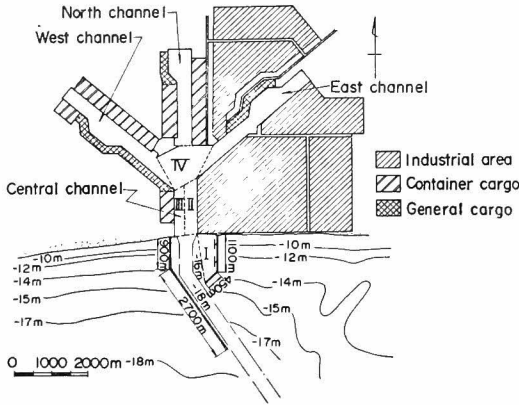


図-5.28 仮想の港

側に工業基地、西側と北側水路にコンテナバースと一般荷役用バースが配置されている。この港の形状から考えて、北および東・西水路内の港内静穏度はほとんど問題にならない考えられるので、図-5.28 に示すように中央水路とその近辺をⅠ～Ⅳの4領域に分けて、これらの4領域についてのみ港内静穏度を判定することにした。領域Ⅰ内にはタンカー接岸用シーバースがあり、領域Ⅱには工業用バース、領域Ⅲにはコンテナバースがある。

この港の沖波は、表-5.2 (a) および (b) で示すような波高の出現頻度になっているとする。港内静穏度解析には波向毎の波高・周期の出現頻度の形で沖波が与えられていることが必要であるが、通常の港では表-5.2 のような形でしか沖波のデータが与えられていないので、一応現状に合わせることにした。表-5.2 (a) は波高・周期の出現率を示し、表-5.2 (b) は波向・波高の出現率を示す。これらの表からわかるように、周期 8～10 sec の波が非常に多く、波向は半分近く SW の波向である。表-5.2 (b) 中の N および NE, NW の波は沖波では存在していても、この港では海岸方向からくる波になるので、静穏度解析では考慮しないことにした。

表-5.2 波高の出現率 (%)

(a) 周期別

Period $T_{1/3}$ [sec]	Significant wave height $H_{1/3}$ [m]							Total
	0-0.6	0.6-1.2	1.2-1.8	1.8-2.4	2.4-3.0	3.0-3.6	3.6 plus	
0- 6	2.9	2.8	0.1	0.0	0.0	0.0	0.0	5.8
6- 8	10.5	16.7	6.3	1.8	0.4	0.1	0.0	35.8
8-10	10.1	19.5	10.9	4.9	1.2	0.4	0.1	47.1
10-14	2.3	6.3	2.1	0.6	0.0	0.0	0.0	11.3
Total	25.8	45.3	19.4	7.3	1.6	0.5	0.1	100.0

(b) 波向別

Direction	Significant wave height $H_{1/3}$ [m]							Total
	0-0.6	0.6-1.2	1.2-1.8	1.8-2.4	2.4-3.0	3.0-3.6	3.6 plus	
N	1.1	0.8	0.2	0.0	0.0	0.0	0.0	2.1
NE	1.3	0.7	0.0	0.1	0.0	0.0	0.0	2.1
E	1.9	0.6	0.1	0.0	0.0	0.0	0.0	2.6
SE	2.5	2.4	0.7	0.2	0.1	0.0	0.0	5.9
S	6.3	9.9	3.6	1.1	0.3	0.1	0.0	21.3
SW	7.9	22.6	11.2	4.6	0.9	0.3	0.0	47.6
W	3.0	7.2	3.2	1.2	0.3	0.1	0.1	15.0
NW	1.8	1.1	0.4	0.1	0.0	0.0	0.0	3.4
Total	25.8	45.3	19.4	7.3	1.6	0.5	0.1	100.0

表-5.3 波向 SW における周期別波高の出現率

Period $T_{1/3}$ [sec]	Significant wave height $H_{1/3}$ [m]							Total
	0-0.6	0.6-1.2	1.2-1.8	1.8-2.4	2.4-3.0	3.0-3.6	3.6 plus	
0- 6	0.89	1.40	0.06	0.00	0.00	0.00	0.00	2.35
6- 8	3.27	8.34	3.64	1.13	0.22	0.06	0.00	16.61
8-10	3.09	9.72	6.30	3.09	0.68	0.24	0.10	23.22
10-14	0.70	3.14	1.20	0.38	0.00	0.00	0.00	5.42
Total	7.90	22.60	11.20	4.60	0.90	0.30	0.10	47.60

前述のように港内静穏度を解析するためには波向毎の波高・周期の出現率が必要となるが、この出現率が求まっていないので、表-5.2 (a) および (b) を利用して、以下のような方法で求めることにした。表-5.2 (a) の波高・周期の出現率は波向が異っても同じ波高階級では同じ出現率であると仮定して、次式で求める。

$$(p_{ij})_k = (p_i)_k (p_j)_k / \sum_k (p_j)_k \quad (5.7)$$

ここに、 k は波高階級の順番で、波高の小さい方から数える。また、 i は波向、 j は周期階級で表-2.5(a) の上段から数える。 p は出現率である。例えば、波高階級 0.6~1.2 m で、波向 SW、周期 8~10 sec の波の出現率は、

$$(p_{6,3})_2 = 0.226 \times 0.195 / 0.453 = 0.0972$$

となる。このようにして得られた波向毎の波高・周期の出現率の一例を示すと、表-5.3 のようになる。

(2) 港内波高計算

港内波高の計算を行うためには、港口部における波の周期および波向、さらには方向集中度を与えなければならない。そこで、波の周期については各周期階級の中央値を用いることにして、4 および 7, 9, 12 sec とした。波向については、この海岸がほぼ平行等深線海岸に近いので、屈折による波向変化図¹⁵⁾を用いて算定した。また、方向集中度 S_{max} については、図-4.1 で示す波形勾配による S_{max} の推定図から沖波の S_{max} を求め、屈折による S_{max} の値の変化を考慮して、沖波の S_{max} から港口部における S_{max} の値を図-4.2 で算定する。 $S_{max} > 100$ になる場合は、 $S_{max} = 100$ として与え、 $S_{max} < 100$ の場合は、求まった S_{max} の値をそのまま用いるのではなく、 $S_{max} = 10, 25, 75, 100$ のうちで近い値を用いることにした。これは、4. で示したように S_{max} の値の少しの変化では、回折係数が大きく変化することはないことから、上記のように S_{max} の値を用いることにした。このため、同一周期の波でも波高が異なれば S_{max} も変わることになる。

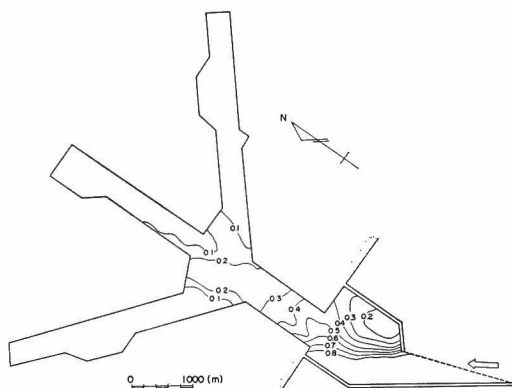


図-5.29 仮定の港の港内波高分布 ($T_{1/3} = 9$ sec, $S_{max} = 100$, 波向 SE)

図-5.29 は SE の波向で、周期 9 sec の波による港内の波高分布を示したものである。このとき方向集中度は $S_{max} = 100$ で、港内の反射次数は 3、防波堤および岸壁の反射率はすべて $K_r = 0.9$ とした。図-5.29 のように計算された図から各領域内の平均波高比 \bar{K}_a を計算した結果が表-5.4 に示してある。この表からわかるように、波向が E から W に向うにしたがって、各領域内の平均波高比は小さくなり、また S_{max} が大きくなるほど、平均波高比は小さくなる傾向を示す。

(3) 港内波高の超過出現率

表-5.4 に示した波高比は、港口部の波高に対する港内波高の比であるから、この \bar{K}_a をそのまま沖波の波高に乗じて、港内波高を求めることはできない。港口部での波高 H_{out} を波の屈折および浅水変形を考慮して、次式で求める。

$$H_{out} = K_{re} K_s H_0 \quad (5.8)$$

ここに、 K_{re} は屈折係数、 K_s は浅水係数、 H_0 は沖波波高である。そして、この H_{out} を用いて、港内波高 H_{in} は、

表-5.4 各領域内の平均波高比

Direction	Period $T_{1/3}$ [sec]	S_{max}	Mean wave height ratio \bar{K}_a			
			I	II	III	IV
E	4	10	0.467	0.723	0.773	0.486
		75	0.786	0.867	0.912	0.600
	7	10	0.471	0.579	0.630	0.389
		25	0.446	0.596	0.657	0.394
		75	0.367	0.586	0.646	0.370
		100	0.347	0.569	0.631	0.349
	9	25	0.361	0.495	0.547	0.311
		75	0.304	0.439	0.464	0.246
		100	0.289	0.419	0.428	0.219
	12	100	0.261	0.291	0.320	0.150
SE	4	10	0.466	0.591	0.635	0.386
		75	0.393	0.580	0.611	0.331
	7	10	0.454	0.513	0.558	0.341
		25	0.417	0.504	0.545	0.326
		75	0.370	0.450	0.464	0.231
		100	0.356	0.431	0.428	0.227
	9	25	0.350	0.435	0.485	0.272
		75	0.304	0.375	0.396	0.201
		100	0.294	0.358	0.364	0.178
	12	100	0.240	0.263	0.289	0.132
S	4	10	0.229	0.289	0.327	0.165
		75	0.069	0.110	0.117	0.042
	7	10	0.220	0.296	0.321	0.180
		25	0.139	0.221	0.233	0.122
		75	0.076	0.123	0.126	0.053
		100	0.067	0.107	0.112	0.044
	9	25	0.177	0.203	0.225	0.115
		75	0.099	0.118	0.127	0.053
		100	0.086	0.105	0.113	0.048
	12	100	0.106	0.108	0.120	0.054
SW	4	10	0.060	0.081	0.082	0.025
		75	0.009	0.014	0.017	0.005
	7	10	0.063	0.097	0.086	0.032
		25	0.033	0.055	0.051	0.021
		75	0.014	0.023	0.027	0.012
		100	0.014	0.023	0.026	0.011
	9	25	0.053	0.062	0.062	0.024
		75	0.024	0.031	0.036	0.015
		100	0.024	0.029	0.033	0.015
	12	100	0.034	0.040	0.047	0.022
W	4	10	0.007	0.013	0.017	0.008
		75	0.006	0.010	0.012	0.002
	7	10	0.057	0.066	0.064	0.024
		25	0.027	0.039	0.041	0.016
		75	0.014	0.019	0.021	0.009
		100	0.014	0.019	0.021	0.009
	9	25	0.046	0.052	0.044	0.021
		75	0.023	0.027	0.028	0.014
		100	0.021	0.025	0.028	0.013
	12	100	0.034	0.036	0.044	0.020

$$H_{in} = \bar{K}_a H_{out}$$

(5.9)

となる。

このようにして求めた港内波高の超過出現率 P を、 S の波向に対して周期毎に示したものの一例が 図-5.30

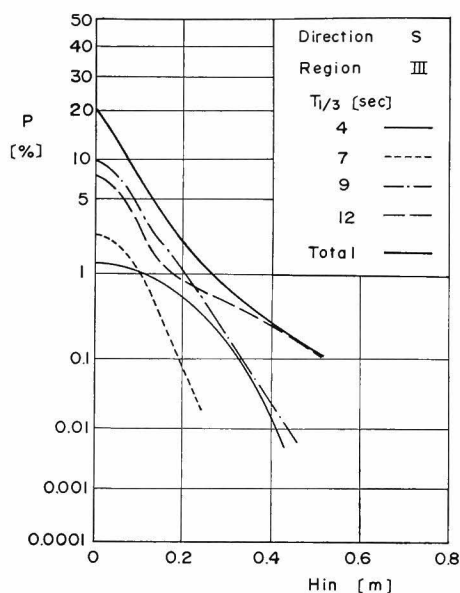


図-5.30 波向Sにおける港内波高超過出現率 (領域 III)

である。周期毎の港内波高の超過出現率を加え合わせれば、波向Sに対する港内波高の超過出現率が求まる。これを各波向毎に示したのが 図-5.31 である。この波向毎の波高出現率を加え合わせれば、港内波高の超過出現率が 図-5.31 の実線のように求まる。このようにして求めた各領域内の波高超過出現率を示したのが 図-5.32 である。この図から領域IVが最も静穏になることがわかる。現行の港内静穏度の基準¹⁶⁾では 50 cm 以上の波高の出現率が5%以下になるようにしているが、図-5.32 でわかるように、この仮想の港では十分この条件を満足している。

このように港内静穏度が港内波高の超過出現率で判定できている根底には、港内波高が高くなれば高くなるほど係留船舶の動揺が大きくなり、動揺が大きくなれば、荷役に支障をきたすようになるという思想がある。しかし、船舶の動揺ということになると、港内波高ばかりでなく、その周期も非常に重要な要素になると考えられる。例えば、巨大な船舶では周期の短い波が来襲しても大きな動揺は起きないけれども、同じ波でも小さい船では動揺が大きくなり、荷役が難しくなる。このような周期の影響を導入するためには、係留船舶の荷役限

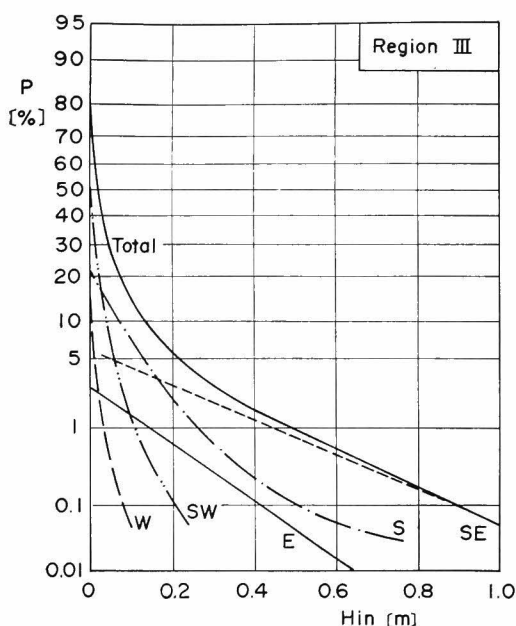


図-5.31 領域Ⅲにおける港内波高超過出現率

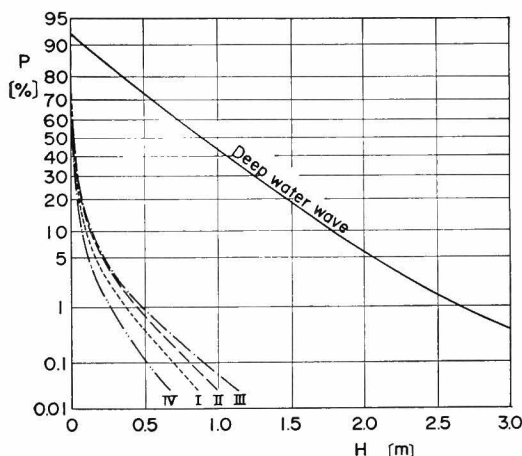


図-5.32 港内波高超過出現率

界動揺量を明確にし、船舶と波高および周期の間の関係が求められていなければならない。しかし、現状では、まだここまで研究が進んでいないため、周期の影響は無視し、港内波高の超過出現率で判断せざるを得ない。将来、周期の影響を見積ることができるになれば、周期別の港内波高の超過出現率という形で表わすことが必要になる。周期別の港内波高超過出現率は図-5.30を利用して、周期毎に全波向について波高の出現率を加え合わせれば求まる。

5.7 結 語

本章においては、港口からの進入波が岸壁で多重反射されることを考慮した港内波高の計算方法を提案し、模型実験あるいは現地観測によってその精度を検討した。まず、5.1 では、港内静穏度に強く影響を与える諸要素について述べ、現在使用されている港内波高の算定法について概述し、簡便な新しい計算法の必要性を示した。5.2 では、港内波高を計算する新しい手法を提案し、5.3 では、この計算法を用いて、仮想の港や実際の港の港内波高分布を計算した。本計算法の精度を検討するために、5.4 では模型実験結果、5.5 では現地観測値と比較を行った。最後に5.6 では、港内静穏度の判定に本計算法をどのように利用するかを、仮想の港を例にとって示した。以上の内容から主要な結論は、以下のように要約される。

- (1) 港口部からの進入波が岸壁で反射される場合、反射波は岸壁を島堤と考えたときの反射波と同じになると仮定して、新しい港内波高計算を提案した。
- (2) 本計算法では、開口部が数個ある場合でも、また港内にもう一つの港がある場合でも、港内波高を容易に計算することができる。
- (3) 反射率の高い岸壁で囲まれている港では、港内波高が高くなるので、港内波高を正確に算定するためには、反射次数の設定に十分注意を払うことが必要である。
- (4) 本計算法による計算値と模型実験結果とを比較することによって、数値計算値は、平均的には約 30% の誤差の範囲で実験と一致するが、入射波の波向や計算領域によっては局所的に計算値と実験値との差が大きくなる場合がある。また、港の形状によって異なるが、一般に開口部すぐ近傍では計算値は実験値より大きく、港奥では逆に小さい傾向を示す。
- (5) 港口部前面の海底地形が複雑な港では、港口部へ入射する波の波向を正確に算定して計算しないと、計算精度が悪くなる。
- (6) 現地観測値と計算値とを比較した結果では、現地観測値は港内発生波も含んでいることもあって、非常に大きくばらつき、計算値の精度を詳細に検討することはできなかったが、計算値は波向の変化による港内観測値の変化の傾向をよく表わしている。
- (7) ミリ波レーダによる波向をそのまま入射波の波向として計算したが、現地観測値とよく一致させるためには、この波向を少しずらす必要がある。
- (8) 仮想の港を用いて、港内波高計算法を港内静穏度の

判定にどのように利用するか具体例を示した。

参 考 文 献

- 1) Barailler, L. and D. Gaillard: Evolution récente des modèles mathématiques d'agitation due a la houle: Calcul de la diffraction en profondeur non uniforme, La Houille Blanche, No. 8, 1967, pp. 861~969.
- 2) 谷本勝利・小舟浩治・小松和彦: 数値波動解析法による港内波高分布の計算, 港湾技術研究所報告, 第 14 巻, 第 3 号, 1975, pp. 59~106.
- 3) Abbott, M. B., H. M. Peterson and O. Skovgaard: Computations of short waves in shallow water, Proc. 16th Conference of Coastal Engineering, 1978, pp. 414~433.
- 4) 佐藤昭二・合田良実: 海岸・港湾, 土木学会編集, 彰国社刊, 1972, pp. 72~77.
- 5) 奥山育英・寺内 潔・吉田行秀・中辻 隆: 折り返し回折計算プログラムの開発, 港湾技研資料, No. 288, 1978, 15 p.
- 6) 樫木 亨・広畑彰一: 港内波高の数値シミュレーション手法の検証について, 第 26 回海岸工学講演会論文集, 1979, pp. 109~113.
- 7) Lee, J. J.: Wave induced oscillation in harbours of arbitrary shape, Calif. Inst. of Tech., 1970, 130 p.
- 8) Puttnum, R. C. and R. S. Arthur: Diffraction of water waves by breakwaters, Trans. AGU, Vol. 29, No. 4, 1948, pp. 481~490.
- 9) Rice, S. O.: Mathematical analysis of random noise, reprinted in Selected Papers on Noise and Stochastic Processes, Dover Pub. Inc., 1954, pp. 133~294.
- 10) 服部典節・吉村知司: 御前崎港の遮蔽実験について——不規則波による実験例——, 港湾技研資料, No. 134, 1972, 24 p.
- 11) 合田良実・鈴木康正・蜂須賀和吉: 不規則波を用いた港内静穏度解析, 港湾技研資料, No. 271, 1977, 53 p.
- 12) 運輸省港湾技術研究所・富山県土木部: 伏木富山港(富山地区)岩瀬船だまり水理模型実験報告書, 1979, 110 p.
- 13) 石川県港湾課: 小木港新港計画に関する水理模型実験報告書, 1979, 105 p.
- 14) 運輸省第一港湾建設局企画課: 港内擾乱要因分析調査報告書(新潟西港・秋田港), 1980, 115 p.
- 15) 合田良実・鈴木康正: 光易型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算, 港湾技研資料, No. 230, 1975, 45 p.
- 16) 運輸省港湾局監修: 港湾の施設の技術上の基準・同解説, 日本港湾協会, 1979, p. 6-12.

6. 不規則波による砕波の回折

6.1 概 説

港内波浪の問題は、港内波高の適用対象によって大きく2つに分類することができる。一つは船舶の荷役効率に関連する港内静穏度の問題であり、他の一つは荒天時における港内避泊や港内構造物の設計の問題である。前者は、5. で示したように年間に起る港内波高の平均的な発生頻度を問題にしているため、その対象とする波浪は常時波浪が主体となる。一方、後者は、港内に発生する最大級の波を問題にしているため、荒天時、つまり異常時の波浪が主体となる。

港内静穏度で対象にする常時波浪の波高は、一般に小さく、2.~5. で示した港内波浪の計算式を適用することによって推定することができる。しかし、港内避泊や港内構造物の設計で対象にする異常波浪は数十年に1回発生するような非常に波高の大きい波であるため、非線型性が非常に強く、2.~5. で示した線型理論による解析で、そのときの港内波高が推定できるかどうか疑問である。特に、港口部の水深が浅く、港口部が異常波浪時には砕波帯内に位置するようになる場合には、この疑問が非常に強くなる。

砕波による波の変形や砕波帯内の波のスペクトル変形に関しては、数多くの研究がなされているが、砕波の回折のように砕波現象と回折現象が同時に起る問題については解析された例を見ない。この主たる原因としては、砕波の回折も線型理論解析の結果を準用することによって算定できると考えられていたことが挙げられる。また、砕波現象そのものについてもまだ十分に解明されていないことも一つの遠因になっていると思われる。

本章では、砕波の回折に関して従来慣用的に用いられていた線型解析の準用が十分に妥当なものであるかどうかを不規則波を用いた回折実験によって検討すると同時に、砕波の回折の算定法に関して考察する。

6.2 実験装置および実験条件

(1) 実験装置

実験に用いた水路は、2.4 で述べた規則波実験に使用した水路(図-2.18)と同じである。防波堤模型は、2.4 や 3.4 の実験と同じく、逆 T 字型の鋼製の防波堤である。本実験は不規則波を用いた実験であるため、数分間連続して波を作用させるので、防波堤と造波板との間で多重反射が起り、入射波が増大する可能性が強い。この多重反射による入射波高の増大を避ける目的で、防波堤前面に法面勾配 1:1.5 の碎石マウンドを設置した(写

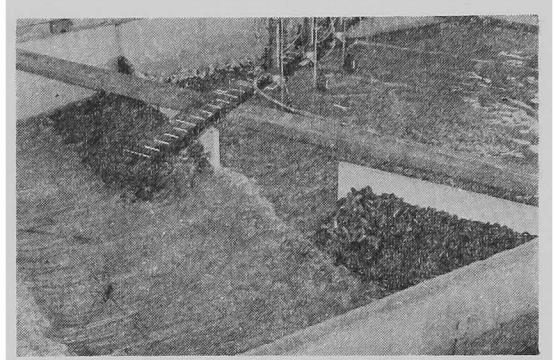


写真-6.1 防波堤前面の碎石マウンド

真-6.1)。ただし、碎石だけでは防波堤先端部付近のマウンドが崩れるため、この部分にはマウンド上に模型消波ブロックを積んだ。また、防波堤開口部で回折された波が水路側壁で反射され、開口部内の回折波高を増大させることが予想されたので、開口部内の水路側壁には模型消波ブロックを設置した。

波高計としては 20 cm 用容量式波高計を 3 台用い、波高はデータレコーダに集録し、A/D 変換した後に、電子計算機で統計解析を行って求めた。ただし、データレコーダによる集録と平行して、波形をペンレコーダにも記録した。しかし、ペンレコーダによる記録はモニター用としてのみ活用した。

(2) 実験条件と実験ケース

開口中央部は、図-2.18 に示すように造波板から 15 m の地点に設置することにし、その地点の水深を 15 cm と決めた。その結果、造波板から 5 m の区間の水平水路床部の水深は 35 cm になる。不規則波を発生させたとき、最高波が水平水路床部で砕波しないという条件を設定して、水平水路床部の有義波高を $H_{1/3} < 13$ cm にすることにした。また、開口部に入射するときには、すでに砕波の影響を受けて波高が低下しているという条件を設定し、合田¹⁾による砕波変形の図を参考にして、水平水路床部の波の諸元を表-6.1 のように決めた。ただし、波の周期は、風波を対象にすることにして、沖波波形勾配が $H_0/L_0 = 0.035$ 程度になるように決めた。表-6.1 に示すように実験では 2 種類の波を用い、 $H_{1/3} = 7$ cm の

表-6.1 水深 $h=35$ cm における目標波高と周期

Run	Wave height	Wave period
	$H_{1/3}$ [cm]	$T_{1/3}$ [sec]
I	7	1.1
II	10	1.3

Run I は、開口部に達するまでに波群中の最高波に近い波だけが砕波し、波高の減衰が小さい波である。また、 $H_{1/3}=10\text{ cm}$ の Run II は、砕波によって波高が大きく減衰する波である。実験では同一の有義波諸元を持つ波群に対して、異なる波列で 2 回実験を行っている。

実験に用いた防波堤配置は、開口幅（防波堤先端間の

距離）を 1 m と固定し、図-6.1 (a)～(c) に示すような 3 種類の配置とした。図-6.1 (a)～(c) の配置をそれぞれケース 1～3 とする。

入射波の波高変化を調べるために、防波堤を設置しない状態で、水路水平部と $1/50$ 一様勾配部で波高を測定した。一様勾配部では、防波堤開口部の中点から沖測

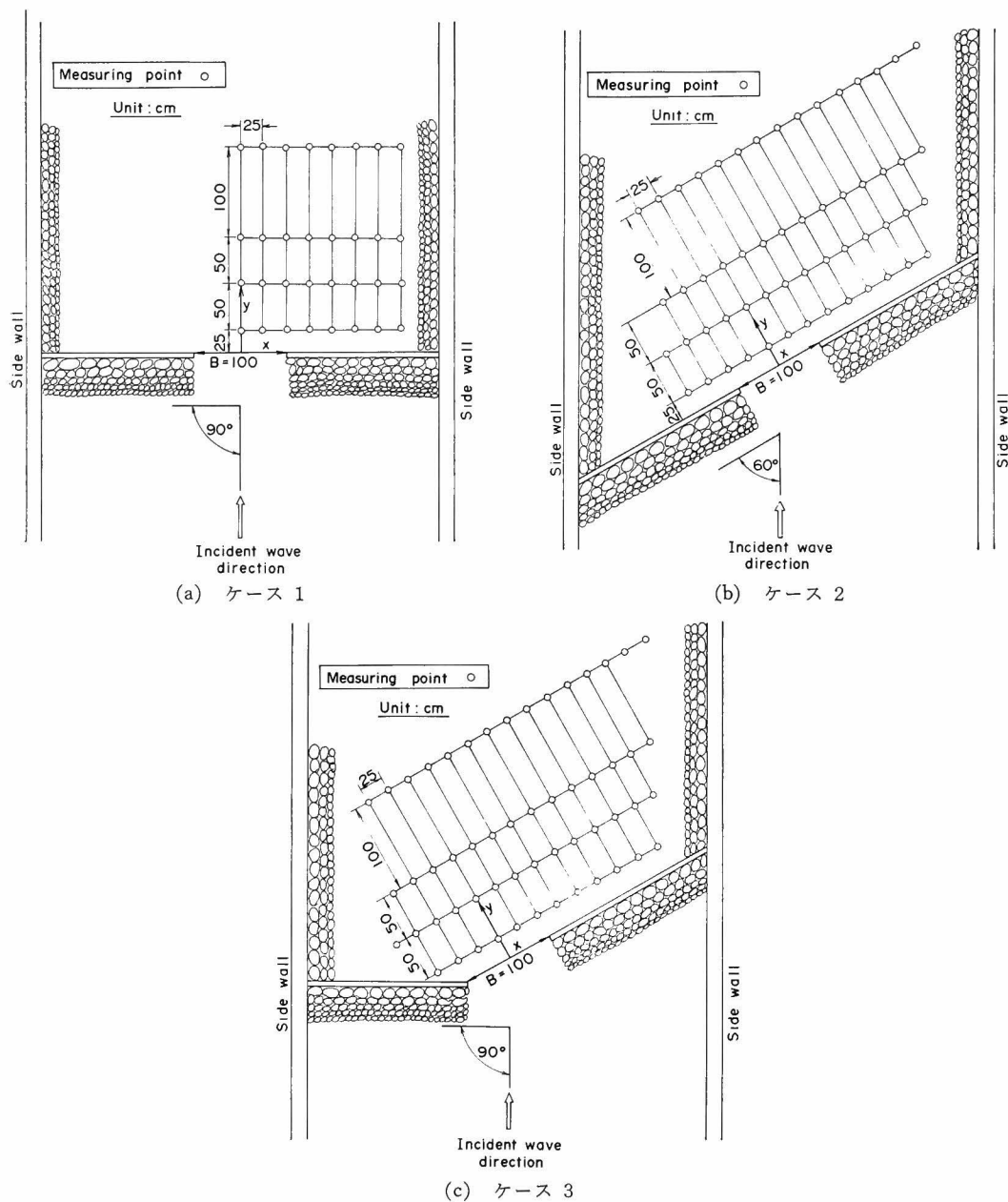


図-6.1 防波堤の配置と測点

表-6.2 実験波の諸元

Run	$h=35\text{ cm}$		$h>\frac{1}{2}L_0$		$h=15\text{ cm (at the opening)}$			
	$H_{1/3}$ [cm]	$T_{1/3}$ [sec]	H_0' [cm]	H_0'/L_0	$H_{1/3}$ [cm]	$T_{1/3}$ [sec]	h/L	B/L
I	6.96	1.16	7.57	0.036	6.92	1.25	0.106	0.704
II	9.44	1.34	10.26	0.037	8.78	1.48	0.088	0.585

1.5 m (水深 18 cm) の位置から岸側 2.5 m (水深 10 cm) の区間を 50 cm 間隔に、また、水路幅方向には水路中心線の両側 1 m の区間を 50 cm 間隔に波高を測定した。防波堤を設置した状態での回折波は、図-6.1 (a)～(c) 中の小円で示すような点で測定した。

波形は、最初の数分間は除き、定常状態に達してから約 4 分間データレコーダに集録した。この記録を 1/7.5 sec 毎に A/D 変換し、得られた 1536 個のデータを用いて波の統計解析を行った。

6.3 入射波の特性

(1) 入射波の波高変化

表-6.1 に示す波を目標にして実際に波を発生させた結果、入射波の諸元は表-6.2 のようになった。表中の数字は異なる波列に関する 2 回の実験の平均値を示したものである。表-6.2 でわかるように水深 35 cm における有義波高は目標波高に非常に近い。水深 15 cm の開口部では、水深 35 cm における波高に比して、Run I の波高はほとんど変化していないけれども、Run II の波高は $H_{1/3}=9.44\text{ cm}$ から $H_{1/3}=8.78\text{ cm}$ に、約 0.7 cm 低下する。波の周期は、どちらの波でも水深が 35 cm から 15 cm に浅くなることによって、約 1 割程度増大している。

図-6.2 は、防波堤を設置しない状態における入射波の波高変化を有義波高の変化で示したものである。図中の実線および点線で示される計算値は、合田²⁾の碎波変

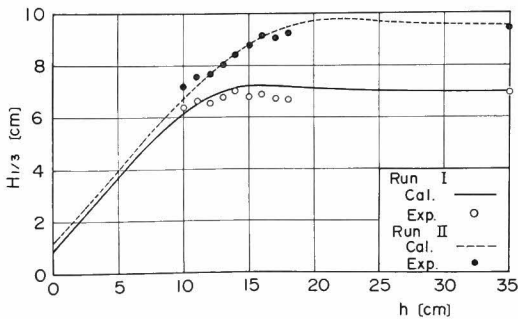


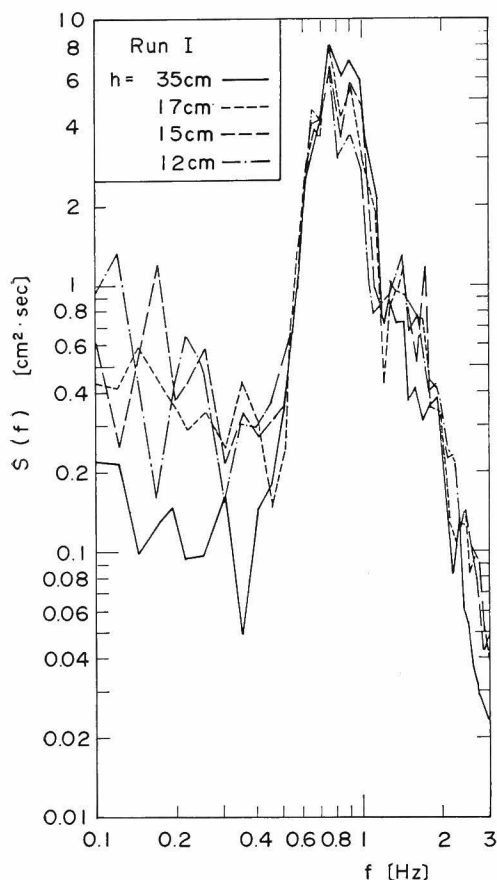
図-6.2 水深変化による有義波高の変化

形理論を用いて計算したものである。波高の低い Run I では計算値が実験値より 3 mm 程度大きくなっているだけで、波高の減衰傾向はよく一致している。また、波高の高い Run II でも計算値と実験値はよい一致を示す。この図でわかるように、開口部に当る水深 15 cm の位置は、Run I では波高が浅水変形で増大してきて、碎波の影響で波高が減衰し始めようとする地点に当り、Run II では波高が碎波の影響でかなり減衰している地点に対応している。

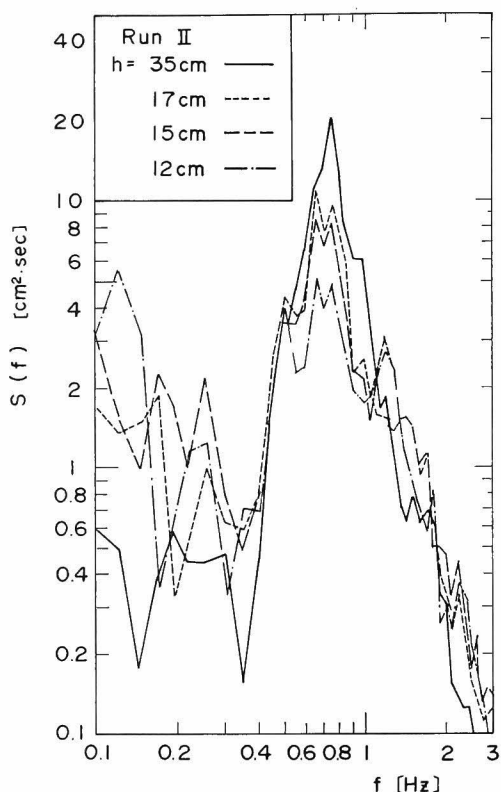
(2) 入射波のスペクトル特性

図-6.3 (a) と (b) は、水深変化によるそれぞれ Run I と II のスペクトル変化を示したものである。図-6.3 (a) の Run I では、水深 35 cm における波のスペクトルは $f=1.2\text{ Hz}$ 付近で Bretschneider 型のスペクトルより少し小さいけれども、全体として Bretschneider 型のスペクトルに非常に近い形をしている。ただし、実験波のスペクトルは、高周波側では $f^{-4.5}$ に比例して減衰し、Bretschneider 型のスペクトルの f^{-5} より少し勾配が緩やかである。水深が浅くなると、 $f<0.5\text{ Hz}$ の長周期側の波のエネルギーが増大する。Run I では、図-6.2 に示すように碎波による波高減衰が小さいため、スペクトルのピーク周波数 $f=0.8\text{ Hz}$ 付近の波のエネルギー低下は、水深が 12 cm と浅くなくても少ない。 $f>1.5\text{ Hz}$ の高周波側では、水深が浅くなると、波のエネルギーは増大する傾向を示し、そのため、高周波側でのスペクトルの減衰勾配は緩やかになる。たとえば、高周波側の波のスペクトルは、水深 35 cm で $f^{-4.5}$ で減少していたのが、水深 12 cm では $f^{-3.8}$ で減少するようになる。

図-6.3 (b) の波高の高い Run II でも、Run I とほぼ同じスペクトルの変化傾向を示す。Run II の波高は Run I より大きいので、 $f<0.5\text{ Hz}$ の低周波側ではサーフビートによる波のエネルギー増大が Run I の場合より強い。ピーク周波数 $f=0.7\text{ Hz}$ 付近のエネルギーは碎波によって Run I より大きく減少するが、 $f>1\text{ Hz}$ の高周波側では逆に増大する。 $f>1.2\text{ Hz}$ の高周波側における波のスペクトル減衰は、水深 35 cm ではほぼ $f^{-4.5}$



(a) Run I



(b) Run II

図-6.3 水深変化による波のスペクトルの変化

であったものが、浅くなるにつれて $f^{-3.5}$ と、その勾配は緩やかになる。

浅海域における波のスペクトルの高周波側での平衡勾配については、井島³⁾や Thornton⁴⁾、樫木および岩田⁵⁾などが研究を行っている。井島は、高周波側の平衡勾配が深海域で f^{-3} で、水深が浅くなるにつれて勾配が緩やかになり、長波域では f^{-1} に連続的に変化する平衡スペクトル形を提案している。Thornton は実測値によって浅海域では平衡勾配が f^{-3} になることを示し、樫木および岩田は次元解析によって長波域で f^{-1} 、浅海域で f^{-3} 、深海域で f^{-5} となる三段階の平衡勾配を提案している。

水深 35 cm における波のスペクトルでは $f > 1.5$ Hz で深海域になり、今までの研究によると、この領域では f^{-5} でスペクトルが減少することになるが、本実験では $f^{-4.5}$ となり、 f^{-5} より少し緩やかである。 f^{-5} より緩

やかになったのは、平衡勾配を $f > 1.2$ Hz と、浅海域の部分も含めて求めたことによると思われる。水深 12 cm では、 $f < 2$ Hz は浅海域になり、Thornton や樫木および岩田によれば f^{-3} でスペクトルが減衰することになるが、実験では Run I で $f^{-3.8}$ 、Run II で $f^{-3.5}$ と少し急になっている。また、水深が 35 cm と 12 cm の中間にある場合には平衡勾配も $f^{-4.5}$ と $f^{-3.5}$ の間にある。

(3) 開口部における実測スペクトルと Bretschneider 型のスペクトル

数値計算を行う場合、水深 15 cm の開口部における入射波のスペクトルを設定しなければならない。そこで、実測スペクトルとしては、図-6.3 (a) と (b) に示した水深 15 cm における波のスペクトルを用い、理論スペクトルとしては、表-6.2 で与えられる水深 15 cm

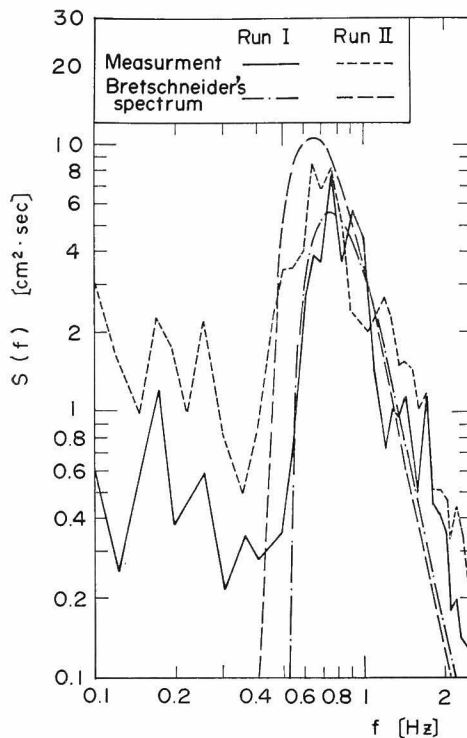


図-6.4 実測スペクトルと Bretschneider 型のスペクトル

での有義波の諸元から式 (4.16) で求まる Bretschneider 型のスペクトルを用いることにした。これらのスペクトル形を示したのが 図-6.4 である。

この図でわかるように、Run I の実測スペクトルは、Bretschneider 型のスペクトルとピーク値ではほぼ一致するが、 $f < 0.5 \text{ Hz}$ と $f > 1.4 \text{ Hz}$ では大きい値となる。しかし、両スペクトルの差が強く現われる低周波側と高周波側のスペクトル値はピーク値の $1/10$ 以下であるため、両スペクトルの差は回折計算結果に強く影響するとは思われない。また、高周波側でのスペクトル減衰は、Bretschneider 型のスペクトルで f^{-5} に比例するのに対し、実測スペクトルは $f^{-4.3}$ と少し緩やかではあるが、それほど大きな差はない。

一方、Run II の場合、実測スペクトルはピーク付近で Bretschneider 型のスペクトルより小さく、また $f < 0.45 \text{ Hz}$ と $f > 1.1 \text{ Hz}$ では大きくなっている。Run II は碎波の影響を強く受けるため、実測スペクトルのピーク値が 図-6.2 (b) で示したように水深 35 cm のときの値よりかなり小さくなっている関係上、 $f < 0.4 \text{ Hz}$ の低周波側と $f > 1.1 \text{ Hz}$ の高周波側の波のエネルギー

の比重が相対的に高くなっている。特に、高周波側では、Bretschneider 型のスペクトルが f^{-5} で減衰するのに対して、実測スペクトルは $f^{-3.6}$ で減衰し、明らかに Bretschneider 型のスペクトルとは大きく異なったスペクトル形を示している。

6.4 回折波に関する計算値と実験値の比較

(1) 波高比の比較

不規則波の波高比 K_d は、4. で定義したように開口部における入射波の有義波高に対する回折波の有義波高の比として与えることによって求めた。計算による波高比としては、開口部における入射波の諸元から求まる Bretschneider 型のスペクトルと開口部における入射波の実測スペクトルを用いて求めた。ただし、数値計算では 4. で述べたように近似解を用いている。実験による波高比は、zero-up crossing 法で求まる有義波高の比で与えている。

i) ケース 1 (図-6.1 (a))

ケース 1 に関して実験値と計算値とを比較したのが、図-6.5 (a) と (b) である。図中の実線は Bretschneider 型のスペクトルによる計算値、点線は実測スペクトルによる計算値を示している。また、小円は実験で求めた波高比を示している。各図の破線より右側は防波堤の遮蔽域である。

図-6.5 (a) の Run I に関しては、実測スペクトルを用いた計算値は、Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値より、波の直進領域で大きく、波の遮蔽域に入ると、逆に小さくなる。しかし、両計算値の差は最大で 0.02 程度と非常に小さく、両者はよく一致している。実験値は、開口部を通して波が直進する領域で両計算値より小さく、特に、開口部から遠ざかると、計算値からのずれが大きくなり、最大で 0.15 程度の差を示す。しかし、防波堤の遮蔽域では、特に遮蔽域の奥では、実験値は両計算値とよい一致を示している。

図-6.5 (b) の Run II の場合、図-6.5 (a) と同様に、実測スペクトルによる計算値は、Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値より波の直進領域で大きく、遮蔽域に入るに従って小さくなる。両計算値の差は、波の直進領域で特に大きく、また開口部から遠ざかるに従って大きくなり、 $y = 2.25 \text{ m}$ では最大 0.15 程度の差になる。一方、遮蔽域では、両計算値の差は、最大でも 0.05 と、小さい。両計算値のこの差は、計算に用いた入射波のスペクトル形が実測スペクトルと Bretschneider 型のスペクトルとの間で Run II の場合大きく異なるために生じたと考えられる。一方、実験値は、実測スペクトル

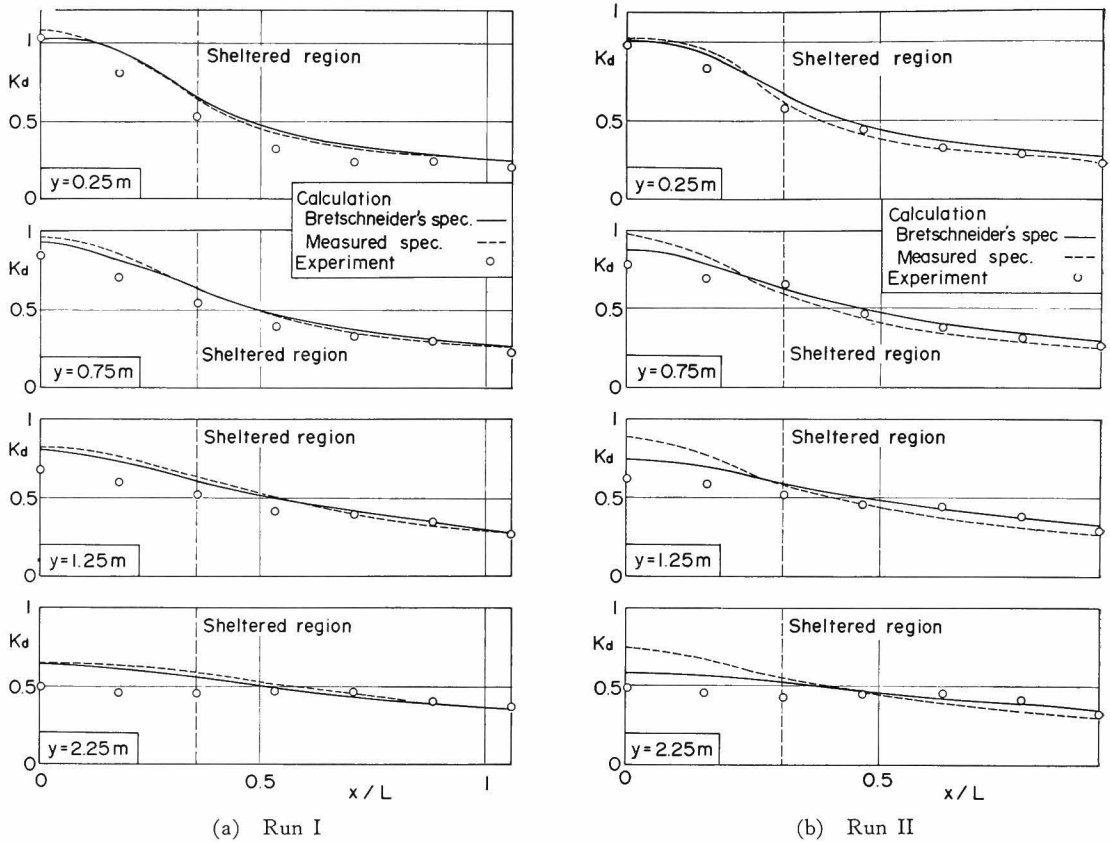


図-6.5 ケース 1 における波高比に関する実験値と計算値の比較

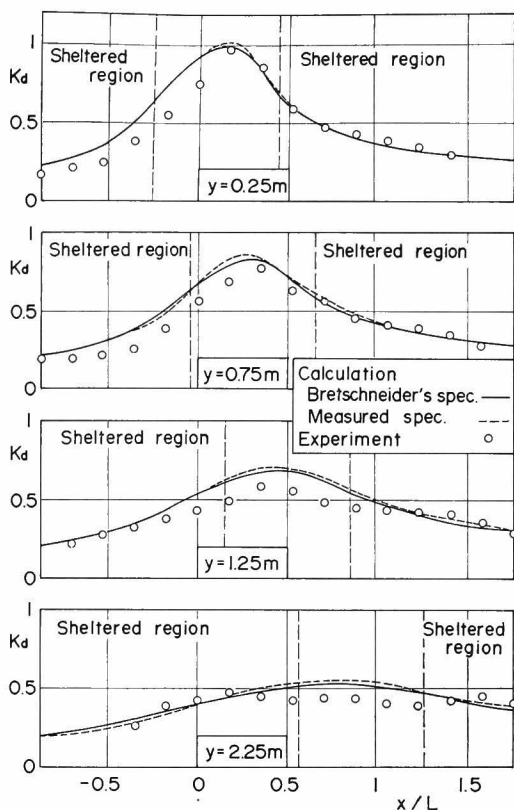
を用いた計算値より Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値に近く、後者の計算値とでは 0.1 以下の差しか示さないが、前者の計算値とでは最大 0.25 も異なる。実験値と計算値との間のこのような大きな差は、波の直進領域で、開口部から離れた測線上に現われ、遮蔽域では差は小さく、後者の計算値と実験値とは非常に一致を示す。

ii) ケース 2 (図-6.1 (b))

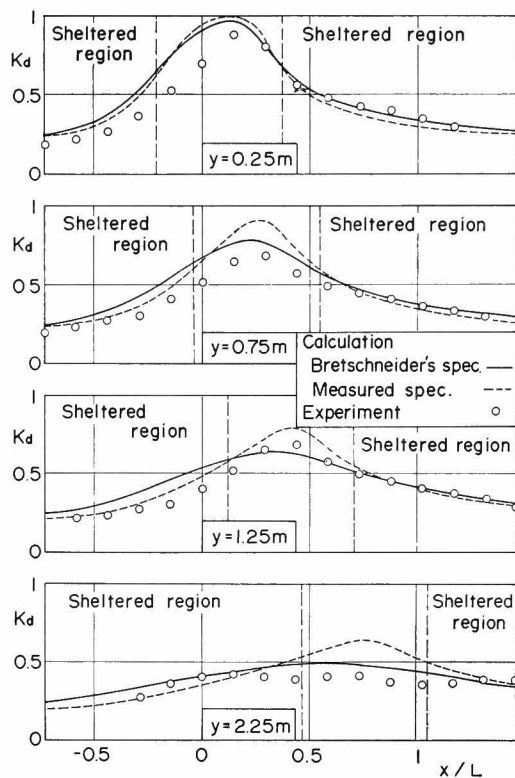
ケース 2 に関して計算値と実験値とを比較したのが、図-6.6 (a) と (b) である。このケースは、入射波が防波堤に対して 60° 傾いて進入してくるため、図-6.1 (b) で示すように座標をとると、防波堤の遮蔽域の位置は y 座標の値によって変わる。

図-6.6 (a) の Run I の場合、両計算値の差は、0.02 以内で、非常に小さい。実験値は、右側遮蔽域 (x 軸の正方向の領域) では計算値と非常によく一致し、両計算値と 0.03 以下の差である。しかし、左側遮蔽域では、

$y=0.25$ m や 0.75 m の測線上で実験値は計算値と比較的大きな差を示し、最大で 0.12 の差にもなる。また、波の直進領域においては、 $y=0.25$ m や 0.75 m の開口部に近い測線上では、波高分布のピーク部分より左側で、一方、 $y=1.25$ m や 2.25 m の開口部から遠い測線上では全般的に実験値が計算値より小さい。このように、開口部に近い測線上で波高分布のピーク部分より左側において実験値が特に小さくなったのは、図-6.1 (b) で示すように、左側防波堤前面に設置した碎石マウンドが、波の進入方向からみて開口部の方向に突き出しており、そのため左側防波堤への入射波がこのマウンドで碎波し、その波高を下げたことによると推測される。後述するように、ケース 3 では実験値と計算値との間にこのような差が現われていないことから判断して、この推測はかなり妥当なものと思われる。開口部から離れた $y=1.25$ m および 2.25 m の測線では、碎石マウンドによる波高減少の影響が均された形になって、ピーク波



(a) Run I



(b) Run II

図-6.6 ケース2における波高比に関する実験値と計算値の比較

高の左側で特に実験値が計算値より小さくなることはなくなったものと思われる。ただし、この均しによって、 $y=1.25\text{ m}$ および 2.25 m の測線でも、波の直進領域では実験値は計算値より最大で 0.15 程度小さくなっている。このことは、防波堤の先端部に消波工が設置してあり、波の入射方向からみて、この消波工が開口部の方向に突き出している場合、単に防波堤先端間の距離を開口幅とするのではなく、消波マウンドの効果も考慮して、開口幅を決める必要があることを示している。

図-6.6 (b) の Run II では、実測スペクトルによる計算値は、Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値より波の直進領域で大きく、遮蔽領域で小さい。波の直進領域では、両計算値は大きな差を示し、この差は、図-6.5 (b) と同様に開口部から離れた測線で大きく、最大で 0.15 程度になる。一方、波の遮蔽域では、両計算値の差は比較的小さく、0.08 以内である。前述のように、この両計算の差は、用いた入射波のスペクトル形の

相違によるものと考えられる。実験値は、右側遮蔽域では Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値とよく一致するが、波の直進領域と左側遮蔽領域では、全般的に両計算値より小さい傾向を示す。波の直進領域では、実測スペクトルを用いた計算値は、Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値より大きな値を示すため、実験値との差が大きくなる。たとえば、 $y=2.25\text{ m}$ の測線では、前者の計算値は、実験値と最大で 0.22 程度の差を示すのに対し、後者の計算値は最大で 0.1 程度の差しか示さない。特に、 $y=0.25\text{ m}$ の測線上では、両計算値の間の差は 0.05 と小さいにもかかわらず、実験値は両計算値より 0.2 程度小さくなっているのは、前述の左側防波堤先端の碎石マウンドの影響によるものである。左側遮蔽域では、実測スペクトルを用いた計算値が Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値より小さくなっている関係もあって、実験値は前者の計算に近い傾向を示すが、上記の碎石マウンドの影響もあるので、実験値が実測ス

ペクトルによる計算値に近いとは即断できない。

iii) ケース 3 (図-6.1 (c))

ケース 3は、ケース 2の左側防波堤を波の入射方向に対して直角に配置換えした場合である。このケースに関して、実験値と計算値とを比較したのが、図-6.7 (a) と (b) である。

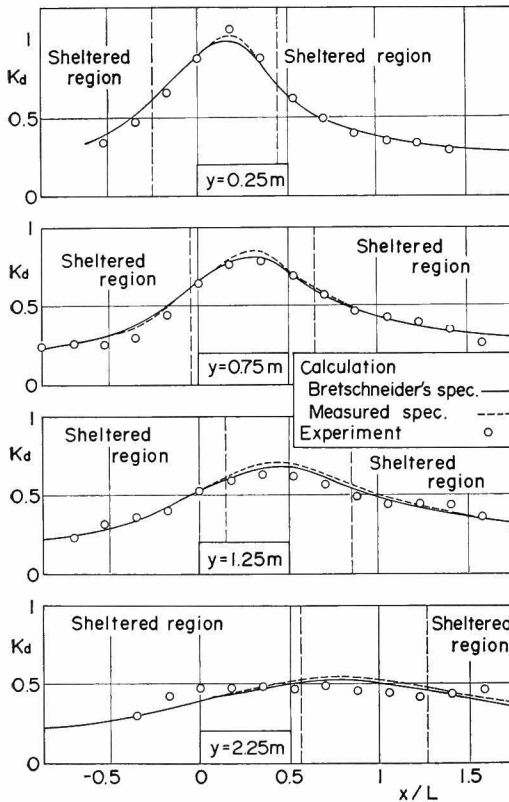
図-6.7 (a) の Run I の場合、両計算値の差は、0.03 以内と非常に小さく、波高の分布形は 図-6.6 (a) とほとんど変わらない。実験値は両計算値と非常に一致を示しており、 $y=2.25\text{ m}$ の測線上で 0.1 程度の差を示す数点を除けば、両計算値との差は 0.05 以内である。この図の場合、計算値は 図-6.6 (a) のように実験値と大きな差を示すことはなくなっている。これは、左側防波堤が入射波の波向に対して直角に延びており、入射波が砕石マウンドで大きく変形されることがなくなったためだと推察される。 $y=2.25\text{ m}$ の測線上の $x/L > 1.5$ で、実験値が計算値より約 0.1 大きくなったのは、水

路側壁からの反射波によるのではないと思われるが、それを明らかにすることはできなかった。

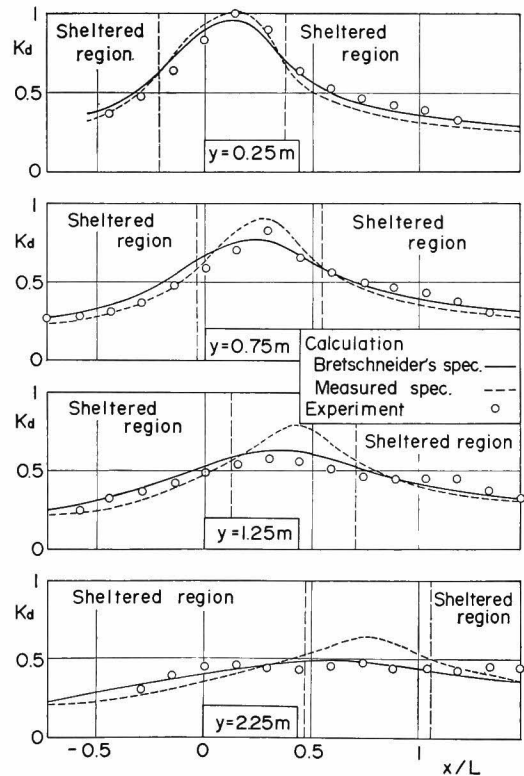
図-6.7 (b) の Run II 場合も両計算値の特性は、図-6.6 (b) の場合と同じで、波高の分布形まではほぼ等しい。本ケースの場合、左防波堤先端部の砕石マウンドの影響を受けないので、実験値は、図-6.6 (b) の場合より計算値に近く、特に Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値とは 0.08 以内の差で、よい一致を示している。この場合でも、実験値は実測スペクトルを用いた計算値と大きな差を示し、最大で 0.2 小さい。

以上、3つのケースについて実験値と計算値とを比較した結果は、次のように要約される。

i) Run I のように波群中の波高の高い波だけが碎波を起すような波であっても、計算値は実験値とよく一致し、線型理論による計算が十分適用できる。この場合、計算における入射波のスペクトル形については、開口部における有義波の諸元から求めた Bretschneider 型



(a) Run I



(b) Run II

図-6.7 ケース 3 における波高比に関する実験値と計算値の比較

のスペクトルを用いても、実測スペクトルを用いても計算結果における両者の差はほとんどなく、実用上どちらを用いてもよい。

ii) 防波堤前面に砕石マウンドがあり、波の進入方向からみて、このマウンドが開口部に突き出した形になる場合には、開口部内の波高はこのマウンドの影響を受けて小さくなる。そのため、単に防波堤の先端間を結んだ距離を開口幅にとると、開口部内の波高を過大に見積ることになる。特に、防波堤の近傍では、波高が過大になる。

iii) Run II のように砕波による波高減衰が大きい波では、両計算値の間の差は、波の直進領域で特に大きくなる。これは、計算に用いた入射波のスペクトル形が Run II の場合では大きく異なるためである。

iv) Run II による実験値は、実測スペクトルを用いた計算値より Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値に近く、その差は最大 0.1 程度であるので、開口部の有義波の諸元から求めた Bretschneider 型のスペクトルを入射波のスペクトルとして線型解析解で波高を求めても実用上は十分な精度を示す。

(2) 周期比に関する計算値と実験値の比較

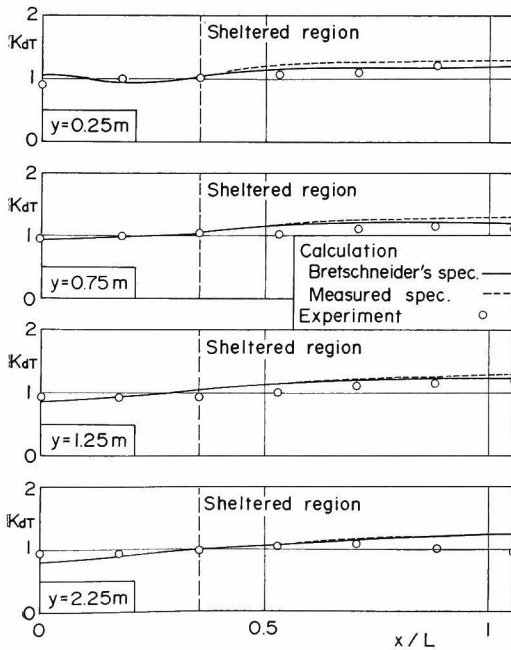
不規則波の周期比 K_{at} は、4. で定義したように入射

波の有義波周期に対する回折波の有義波周期の比として求めた。図-6.1 (a)~(c) に示す 3 ケースについて実験を行っているが、ケース 3 の結果はケース 2 とほとんどその特性が変わらないので、ケース 1 と 2 について述べる。

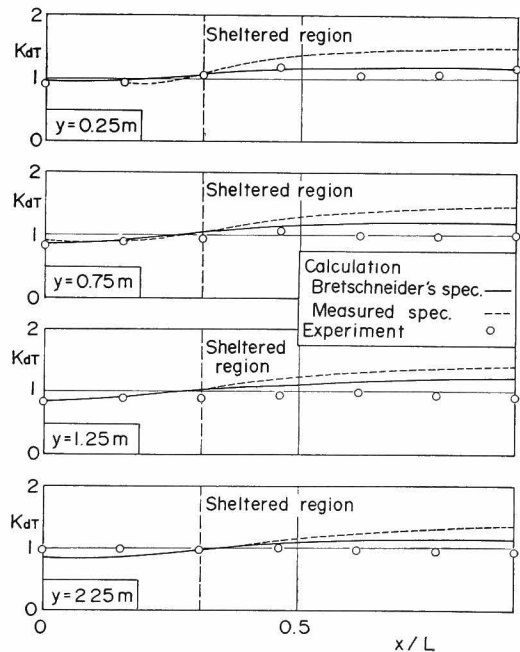
i) ケース 1

ケース 1 に関して周期比の計算値と実験値とを比較したのが、図-6.8 (a) と (b) である。図-6.8 (a) の Run I の場合、両計算値とともに、波の直進領域では $K_{at} < 1$ となり、遮蔽域では $K_{at} > 1$ となって、遮蔽域では長周期波が入り易くなっている。実測スペクトルを用いた計算値は、波の直進領域では Bretschneider 型のスペクトルを用いたものとほとんど変わらず、図面上では差が見出せないほど小さいが、遮蔽域に入ると、前者の計算値は後者の値より大きくなる。実験値は、計算値と同様に波の直進領域では $K_{at} < 1$ で、遮蔽領域では $K_{at} > 1$ となる傾向は示しているが、 $0.9 < K_{at} < 1.2$ となって、 $0.8 < K_{at} < 1.3$ となる計算値ほどは大きな周期変動は示さない。また、実験値は Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値に比較的近い。

図-6.8 (b) の Run II の場合も、図-6.8 (a) の Run I と計算値は同じ傾向を示す。しかし、Run II のように



(a) Run I



(b) Run II

図-6.8 ケース 1 における周期比に関する実験値と計算値の比較

砕波による減衰の大きい波では、遮蔽域における両計算値の差が大きくなり、 $y=0.25\text{ m}$ の測線上では、Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値が最大で $K_{aT}=1.2$ であるのに対し、実測スペクトルによる計算では $K_{aT}=1.5$ にも及ぶ。このような大きな違いは、図-6.4 で示した開口部における入射波の相違のうち、低周波側での違いが遮蔽域では強い影響を与えたためと考えられる。つまり、遮蔽域では高周波側の成分波の波高比は非常に小さいので、回折波のスペクトルは高周波側で急激に減衰するため、高周波側での両入射波スペクトル差の影響は相対的に小さくなるのに対し、低周波側では波高比が相対的に大きいので、低周波側のスペクトル減衰は小さくなり、低周波側における両スペクトルの差の効果が強まったためである。実験値は周期変動が小さく、 $0.85 < K_{aT} < 1.2$ である。その結果、実験値は Bretschneider 型のスペクトルによる計算値に近いように見えるが、実験値の大部分は $K_{aT} \approx 1$ であるため、周期はほとんど変化しないと考えるてもよさそうである。特に、開口部から離れた地点での実験値の変化は小さい。

ii) ケース 2

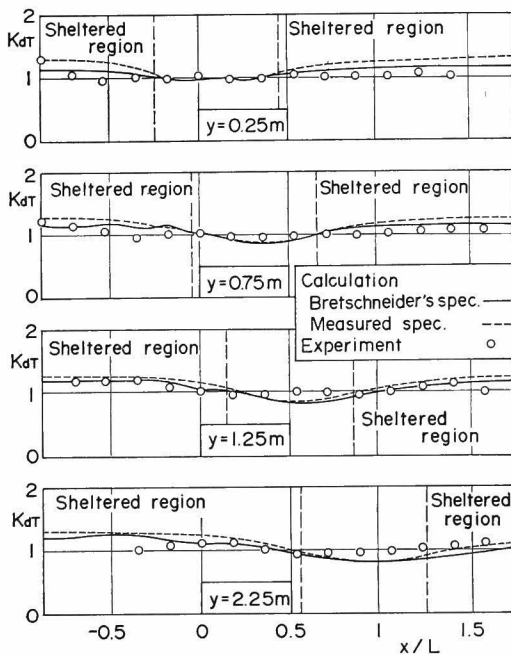
ケース 2 に関する周期比の比較が 図-6.9 に示してある。図-6.9 (a) の Run I の場合、両計算値ともに 図-6.8

(a) と同様に、波の直進領域では $K_{aT} < 1$ で、遮蔽域では $K_{aT} > 1$ となる。実測スペクトルによる計算値は、波の直進領域では Bretschneider 型スペクトルによる計算値とほとんど同じ値であるが、遮蔽域では差が現われる。しかし、両計算値の差は、最大で 0.1 程度と小さい。実験値は、計算値と同様に、波の直進領域で $K_{aT} < 1$ で、遮蔽域で $K_{aT} > 1$ になる傾向は示すが、その変動は小さい。周期は、入射波の周期と変わらないとみても、実用上問題なさそうである。

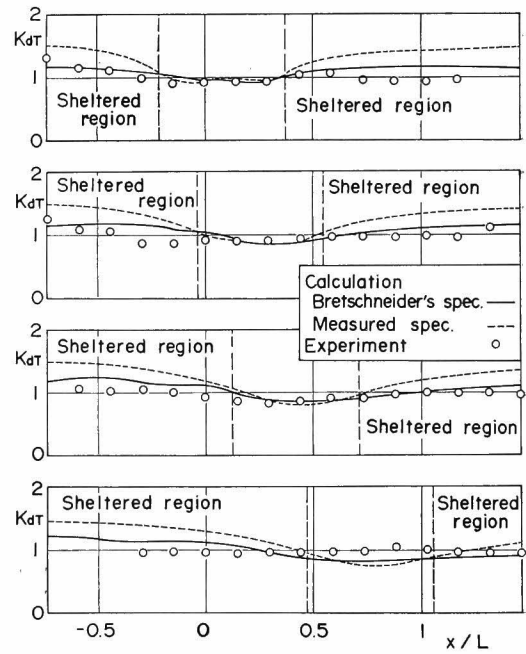
図-6.9 (b) の Run II の場合もやはり波の直進領域では計算値は、 $K_{aT} < 1$ で、遮蔽域では $K_{aT} > 1$ になるが、実測スペクトルを用いた計算値が Bretschneider 型のスペクトルを用いたものよりもかなり大きくなる。特にこの傾向は遮蔽域の奥で強まる。たとえば、 $y=0.25\text{ m}$ の測線上では、 $x/L > 1$ で、前者の場合 $K_{aT}=1.5$ であるのに対し、後者の場合 $K_{aT}=1.2$ である。実験値の変動は小さく、ほとんど $K_{aT} \approx 1$ にあって、計算値のような大きな変動は示さない。

周期比に関する計算値と実験値を比較した結果は、次のように要約される。

- i) 両計算値は、波の直進領域で $K_{aT} < 1$ で、波の遮蔽域では $K_{aT} > 1$ となって、遮蔽域では長周期波が入り



(a) Run I



(b) Run II

図-6.9 ケース 2 における周期比に関する実験値と計算値の比較

込み易くなっている。

ii) 実測スペクトルを用いた計算値は、波の直進領域では Bretschneider 型のスペクトルを用いた値とほとんど同じ値を示すが、遮蔽域では大きくなる。遮蔽域での両計算値の差は、砕波による減衰の大きい Run II になるほど大きくなる。

iii) 実験値は、波の直進領域では $K_{at} < 1$ で、遮蔽域では $K_{at} > 1$ となる傾向を示しているが、計算値ほど大きな変動は示さない。

iv) 実験値は、少しは変動するけれども、 $K_{at} \approx 1$ であり、砕波の回折の場合には回折波の有義波周期は変化しないと考えても、実用上問題はないと考えられる。

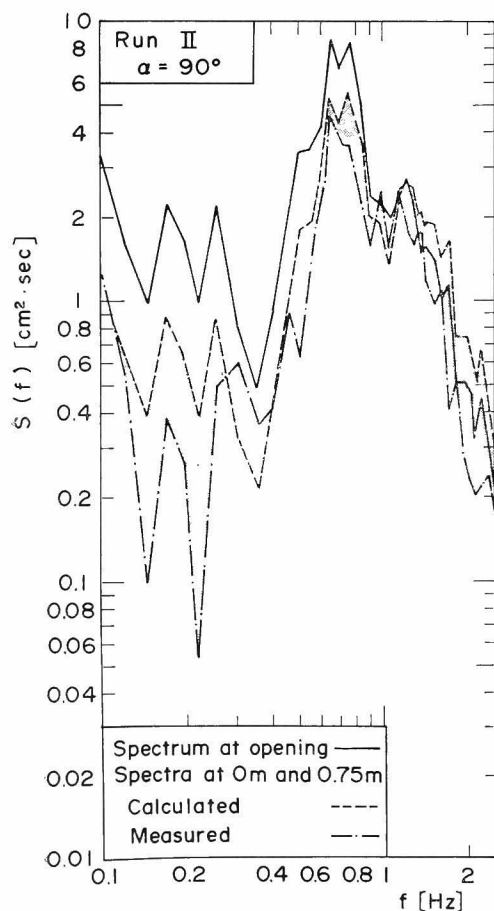
(3) 回折波の実測スペクトルと計算スペクトルの比較
波高比に関して実験値と計算値とを比較した結果、開口部前面で砕波による波高減衰が著しい Run II の場合

に特に、実験値は、波の直進領域で実測スペクトルを用いた計算値より Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値に近く、一方遮蔽域では両計算値の間の差は小さく、両計算値ともに実験値に比較的近い値を示すことが明らかになった。では、なぜ開口部における実測スペクトルを用いて計算した値が波の直進領域で実験値と大きく異なるのか、これについて検討するために、開口部における入射波の実測スペクトルを用いて、次式で求められる回折波の計算スペクトルと回折波の実測スペクトルとを比較してみた。

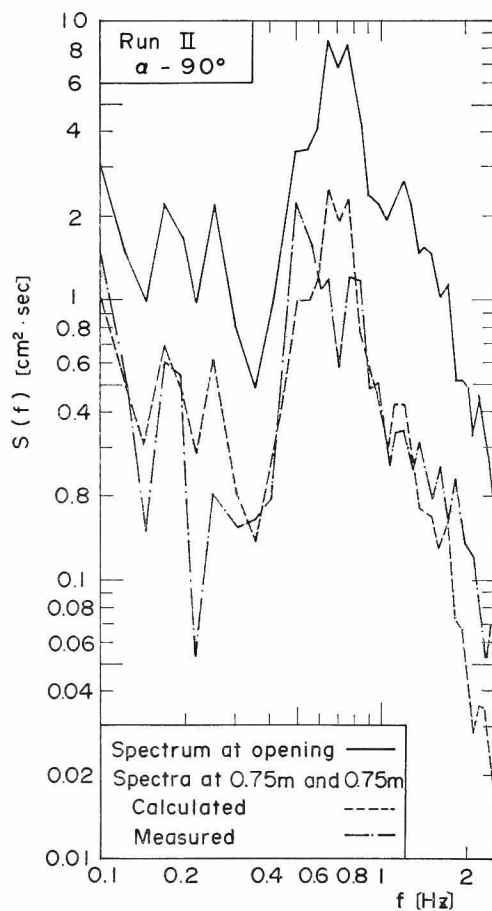
$$S_e(f) = K_a^2 S(f) \quad (6.1)$$

ここに、 K_a は周波数 f の成分波に対する回折係数、 $S(f)$ は開口部における入射波の実測スペクトル、 $S_e(f)$ は計算スペクトルである。

図-6.10 は、ケース 1 の防波堤配置に対して、防波堤



(a) 波の直進領域内の点 (0 m, 0.75 m)



(b) 波の遮蔽領域内の点 (0.75 m, 0.75 m)

図-6.10 ケース 1 における測線 $y=0.75$ m 上での実測スペクトルと計算スペクトルの比較

から 0.75 m 離れた測線上におけるそれぞれ波の直進領域 ($x=0$ m) と遮蔽域 ($x=0.75$ m) での計算スペクトルと実測スペクトルとの比較図である。図-6.10 (a) の波の直進領域の場合、計算スペクトルは $f>1.2$ Hz では波高比 $K_a>1$ となるため、開口部における入射波のスペクトルより大きくなっている。特に、周波数が高くなると、波高比は $K_a=1.2$ 近くまで増大するので、計算スペクトルは入射波のスペクトルの 1.4 倍程度の値になる。一方、実測スペクトルは、 $f=0.7$ Hz のピーク周波数付近では計算スペクトルより少し小さく、 $f>1.15$ Hz では開口部における入射波のスペクトルに近く、計算スペクトルよりは小さくなる。両スペクトルの全エネルギーは、低周波側での両スペクトルの差より高周波側での差が大きく影響し、計算スペクトルのエネルギーが実測スペクトルのものより大きくなる。実際、この点での不規則波としての波高比は、実験値が $K_a=0.8$ で、計算値が $K_a=0.98$ となり、計算値が 20% 程度大きい。

一方、図-6.10 (b) の遮蔽域では、全周波数において成分波の波高比が $K_a<1$ となるので、計算スペクトルは入射波のスペクトルより小さくなっている。実測スペクトルは、低周波側で計算スペクトルより小さくなる部分がある。実測スペクトルのピーク周波数は $f=0.5$ Hz となって、入射波のピーク周波数より低周波側に移動しているため、この部分では計算スペクトルより大きい。計算スペクトルのピーク周波数 $f=0.7$ Hz 付近では計算スペクトルが逆に大きくなる。 $f>1.3$ Hz の高周波側では、実測スペクトルが計算スペクトルより大きく、そのため、両スペクトルの全エネルギーとしては実験値が大きくなると思われる。実際、この点における不規則波の波高比は、実験値が $K_a=0.47$ で、計算値が $K_a=0.44$ と、わずかに実験値が大きい。実測スペクトルのピーク周波数が $f=0.5$ Hz に移動する原因として、水路幅方向の水面変動だと考えて、この水面変動の周波数を計算してみたけれども、モードが 4 程度にならないと、 $f=0.5$ Hz の運動は現われないため、水路幅方向の水面変動とは考えにくく、この原因を明らかにすることはできなかった。

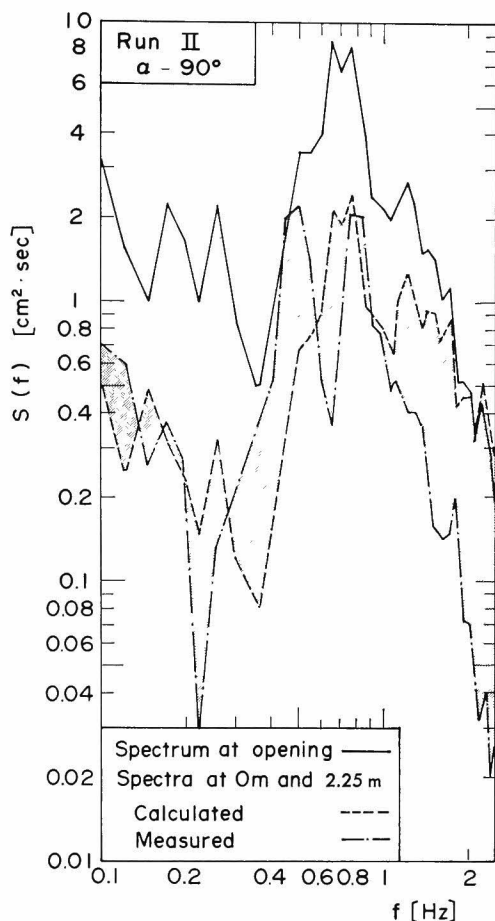
図-6.11 (a) と (b) は、図-6.10 と同一ケースに関して、防波堤から 2.25 m 離れた測線上における、それぞれ波の直進領域 ($x=0$ m) と遮蔽域 ($x=0.75$ m) のスペクトルを比較したものである。図-6.11 (a) の波の直進領域では、周波数が高くなるほど、成分波の波高比が大きくなるため、計算スペクトルは周波数の増大に伴って、入射波スペクトルに近づく。 $f>2$ Hz では両者は

ほぼ一致した値となる。そのため、高周波側での計算スペクトルの減衰勾配は緩くなり、 f^{-2} 程度になる。一方、実測スペクトルは、 $f=0.5$ Hz および 0.8 Hz において 2 つの極大値をもち、2 山型のスペクトルになっている。 $f=0.8$ Hz での極大値は入射波のピーク周波数に対応するが、 $f=0.5$ Hz で極大値が現われる原因については、前述のようにはっきりしない。 $f>1$ Hz の高周波側では、実測スペクトルは計算スペクトルのように入射波のスペクトルに近づくことはなく、入射波のスペクトルとほぼ同じ勾配 f^{-4} 程度で減衰する。その結果、 $f>1$ Hz では、計算スペクトルと実測スペクトルとが大きく異なり、この差が両スペクトルの全エネルギーの差の大部分を占め、不規則波の波高比を大きく異なるものになっている。実際、実験値と計算値の波高比は、それぞれ $K_a=0.49$ と 0.75 となって、約 1.5 倍計算波高比が大きい。

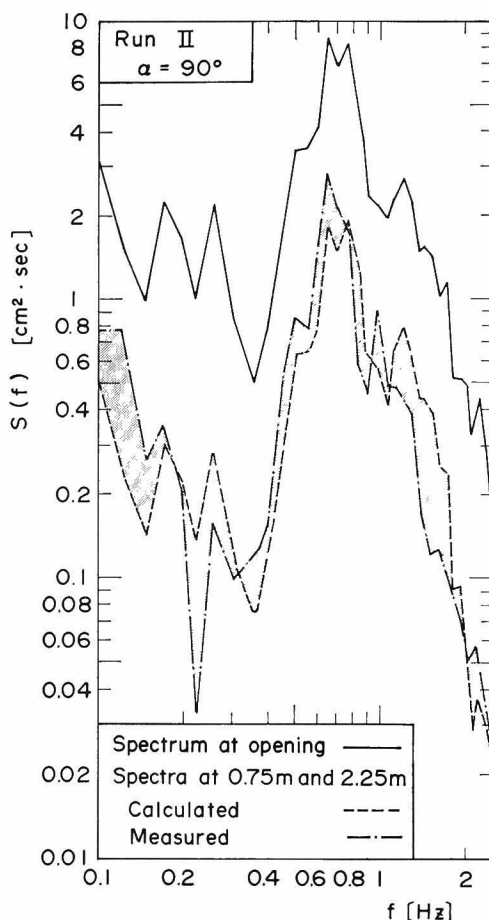
図-6.11 (b) の遮蔽域では、全周波数で成分波の波高比が $K_a<1$ であるため、計算スペクトルは入射波スペクトルより小さく、実測スペクトルと大きな差はない。その結果、不規則波の波高比においても計算と実測波高比の間に差はほとんどなく、それぞれ $K_a=0.45$ および 0.47 である。図-6.11 (a) では $f=0.5$ Hz で実測スペクトルは顕著な極大値を示していたが、図-6.11 (b) では $f=0.5$ Hz で顕著な極大値はない。 $f=0.5$ Hz における極大値の出現は、水路幅方向の水面振動によるのではないかと推測されるが、図-6.10 においては、 $x=0$ m の点では実測スペクトルは $f=0.5$ Hz で極大値を示さず、 $x=0.75$ m の点で極大値が顕著になり、図-6.11 とは極大値の起る地点が異なるため、単に水路幅方向の振動だけでは説明できない。

図-6.10 および 6.11 は波が防波堤に直角に入射する場合であったが、図-6.12 は波が防波堤に対して 60° の角度をなして入射するケース 2 の場合である。図-6.12 (a) と (b) はそれぞれ波の遮蔽域と直進領域におけるスペクトルの比較図を示している。

図-6.12 (a) の波の遮蔽域においては、全周波数で成分波の波高比は $K_a<1$ であるので、計算スペクトルは入射波のスペクトルより全体に小さい。実測スペクトルは $f=0.8$ Hz 付近と 1.1 Hz $< f < 1.8$ Hz で計算スペクトルより小さくなっている。そのため、不規則波の波高比は実験値と計算値でそれぞれ $K_a=0.39$ および 0.51 となって、約 30% 計算値が大きい。 $f>1.2$ Hz の高周波側における実測スペクトルの減衰勾配は f^{-4} 程度で、入射波のスペクトルの減衰勾配とほぼ同じであるが、計



(a) 波の直進領域内の点 (0 m, 2.25 m)



(b) 波の遮蔽領域内の点 (0.75 m, 2.25 m)

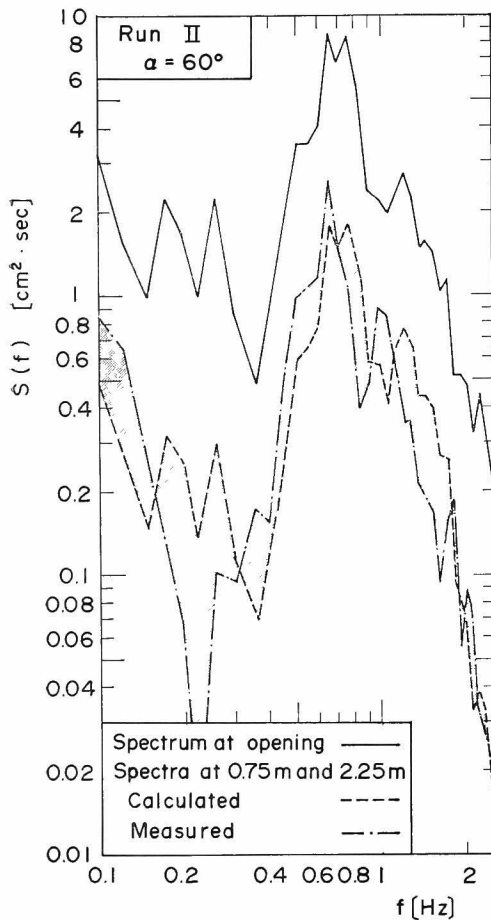
図-6.11 ケース 1 における測線 $y=2.25$ m 上での実測スペクトルと計算スペクトルの比較

算スペクトルはこの値より大きいようである。

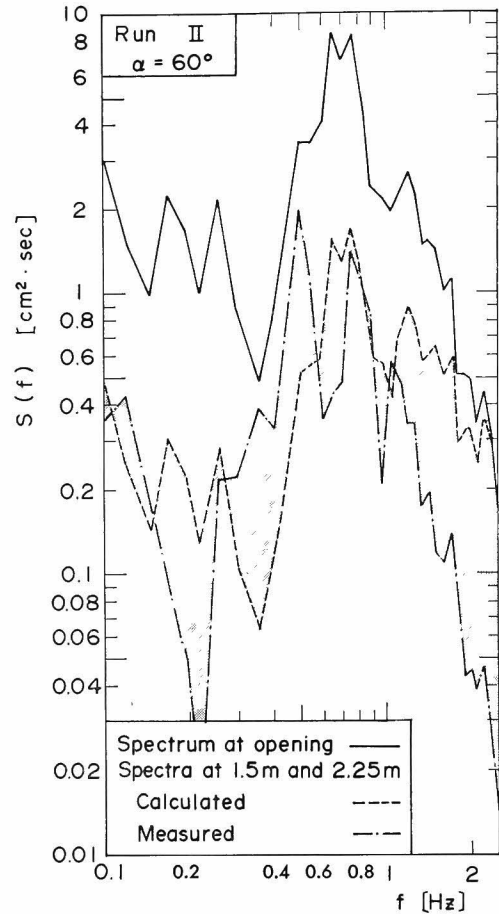
図-6.12 (b) の波の直進領域では、計算スペクトルはケース 1 の場合と同様に高周波側になるほど、成分波の波高比は大きくなるので、入射波スペクトルに近くなる。一方、実測スペクトルは、 $f=0.5$ Hz および 0.76 Hz で極大値をもち、2 山型のスペクトルになっている。また、 $f>1$ Hz の高周波側における実測スペクトルの減衰勾配はやはり f^{-4} 程度で、入射波のスペクトルのものとほぼ同じで、計算スペクトルの f^{-2} より急勾配である。その結果、高周波側で計算スペクトルと実測スペクトルとは大きな差を示し、この差が波高比にも現われ、実測値と計算値の波高比はそれぞれ $K_a=0.37$ および 0.60 となって、計算値が実測値より 1.6 倍程度大きい。

ケース 2 の場合、波の進入方向からみると、防波堤前面の碎石マウンドが開口部方向に突き出した形になるので、この部分で碎波され、防波堤の遮蔽域であっても不規則波の波高比の実験値は計算値よりかなり小さくなる。図-6.13 はこれを調べたものである。点 $(-0.25$ m, 0.75 m) は、図-6.1 (b) でわかるようにこのマウンドの影響を受ける地点である。実測スペクトルは、計算スペクトルより $f=0.7$ Hz のピーク付近で非常に小さく、 $1/3$ 程度の値である。図-6.10~12 では、このようにピーク周波数付近のエネルギーが計算スペクトルより大きく減少することではなく、この減少は防波堤前面の碎石マウンドで波が碎波したことによると考えられる。

以上、回折波の計算スペクトルと実測スペクトルとの比較によって、計算値と実験値の波高比の間に大きな差



(a) 波の遮蔽領域内の点 (0.75 m, 2.25 m)



(b) 波の直進領域内の点 (1.5 m, 2.25 m)

図-6.12 ケース 2 における測線 $y=2.25$ m 上での実測スペクトルと計算スペクトルの比較

が現われるときは、防波堤前面の碎石マウンドの影響がある場合を除けば、高周波側において両スペクトルが大きくずれることが明らかになった。このずれは、高周波側における計算スペクトルが f^{-2} 程度の緩勾配で減少するのに対し、実測スペクトルでは常に f^{-4} 程度と急勾配で減少することによる。このように計算スペクトルが緩勾配で減少する原因としては、開口部における入射波のスペクトルの高周波側に含まれる波の非線型成分は自由波ではないため、波の回折には直接関係ないにもかかわらず、計算では非線型成分も含めたスペクトルに対して K_a^2 を乗じて回折波のスペクトルを求めている結果、高周波側の波のエネルギーを大きく見積り過ぎることになったためだと考えられる。このように考えると、開口部におけるスペクトルを用いた計算値と実験値の波高比は

波の直進領域で大きく異なり、遮蔽域で比較的良好に一致する理由が以下のように説明できる。

波の直進領域では、成分波の波高比 K_a は短周期の波になるほど大きくなるため、高周波側の波のエネルギーを特に大きく見積り過ぎることになり、計算波高比が大きくなる。一方、波の遮蔽域では全周波数に対し、 $K_a < 1$ となって、計算スペクトルは全体的に開口部のスペクトルより低下する。その結果、高周波側のエネルギーは、非線型成分を含んでいたとしても全エネルギーに対する割合が小さくなって、波高比に大きな影響を及ぼさなく、計算波高比が実験値と一致するようになると考えられる。また、開口部に近い直進領域では、常に $K_a \approx 1$ となって、ほぼ入射波のスペクトルと同じ減衰勾配 f^{-4} 程度で計算スペクトルは減少するため、波高比の計算値は

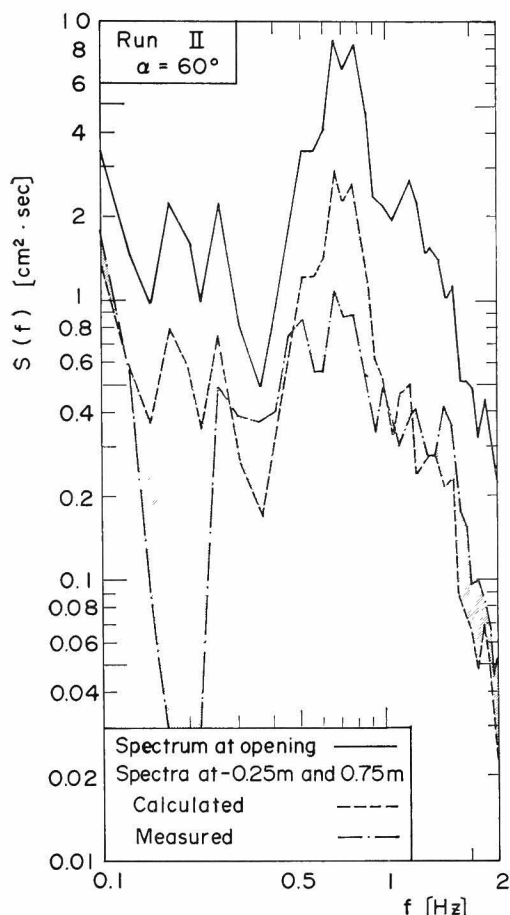


図-6.13 砕石マウンドの影響を受ける測点（-0.25 m, 0.75 m）での実測スペクトルと計算スペクトルの比較

実験値に比較的良好一致することになる。

6.5 砕波の回折計算における入射波のスペクトル形と回折波の最高波

(1) 砕波の回折計算における入射波のスペクトル形

6.4 で述べたように、砕波が入射する場合には、開口部における入射波のスペクトルをそのままの形で用いたのでは、波の直進領域では波高を大きく見積り過ぎることがわかった。これは、開口部における入射波のスペクトルが高周波側で直接回折に影響しない非線型成分を大きく含んでいることによる。その結果、開口部における入射波のスペクトルをそのままの形で用いるのではなく、このスペクトルから非線型成分を取り除き、自由波だけのスペクトルを求め、この自由波のスペクトルに対して回折計算を実施して得られた回折波のスペクトルに非線

型効果を考慮した上で、波高比を計算することが必要となる。非線型成分がどの程度含まれるかについては、深海波に対する光易ら^{9),10)}の研究があり、浅海波については Hasselmann ら^{9),10)}の研究がある。しかし、砕波のような場合には、非常に複雑で、これらの研究をそのまま適用することはできないと思われる。そのため上記の方法による回折波の計算は現状では不可能に近い。そこで、6.4 で示したように、開口部における入射波の有義波高と周期を用いて求めた Bretschneider 型のスペクトルを入射波のスペクトルとすれば、計算波高比は実験値に比較的良好値を示すので、現状では、開口部における入射波のスペクトル形が求められているとしても、これを用いず、有義波高および周期を用いて、まず Bretschneider 型のスペクトルに変換してから波高比を計算するのがよいと思われる。Bretschneider 型のスペクトルを用いると、実験値と計算値が比較的良好一致する理由としては、Bretschneider 型のスペクトルは非線型成分を含んだ形ではあるが、高周波側では f^{-5} で減衰しているため、開口部における入射波のスペクトルのように f^{-4} で減衰するものよりは高周波側のエネルギーの割合は小さいので、高周波側で成分波の波高比が大きくなっても、開口部におけるスペクトルを用いたほどには高周波のエネルギーを過大に見積ることはないことが考えられる。将来、波の非線型性に関する研究が進み、自由波のスペクトルの標準形が提案されるまでは、Bretschneider 型のスペクトルを入射波のスペクトルとして用いるのがよいであろう。

(2) 回折波の波高分布と最高波

開口部における有義波の諸元を用いて求めた Bretschneider 型のスペクトルを入射波のスペクトルとすることによって回折後の波の有義波高および周期は求めることができるが、回折後の波を用いて港内構造物を設計しようとする、最高波の諸元を算定することが重要となる。そこで、回折後の波の波高分布と最高波*の諸元について調べてみた。

i) 回折波の波高分布

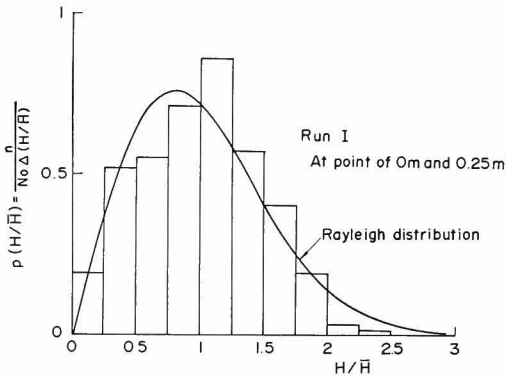
図-6.14 は、ケース 1 の防波堤配置に対する回折後の波の波高分布を Run I について示したものである。図-6.14 (a) は、開口部中央線上で、防波堤から 0.25 m 離れた地点の波高分布であるため、この点では砕波の影響がまだ強く残っていると予想される。実験値の波高分布は、

* 本論文における最高波とは、波群中で最大の波高を有する波を意味している。ただし、論文によっては、この波を最大波とも呼んでいる。

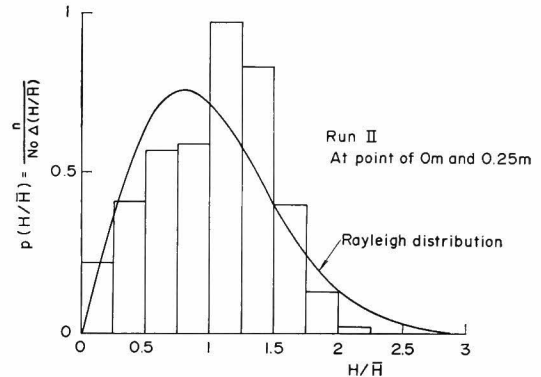
$1 < H/\bar{H} < 1.5$ において理論曲線の Rayleigh 分布より波高の発生頻度が高く、 $H/\bar{H} > 2$ では逆に理論より小さい。合田¹⁰⁾が示しているように、砕波後の波高分布はやはり $1 < H/\bar{H} < 1.5$ で発生頻度が高くなっている。ここに、 \bar{H} は平均波高である。これによっても、この点ではまだ

~~高の砕波の影響が残っていることがわかる。~~ 図-6.14 (b) および (c) は、遮蔽域内にあるため、砕波の影響が薄れ Rayleigh 分布に比較的近い形を示している。

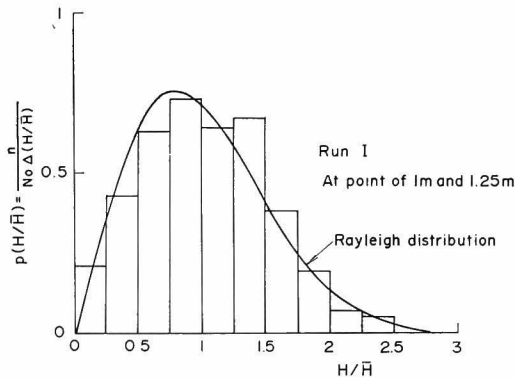
図-6.15 (a), (b) および (c) は、図-6.14 のそれぞれと同じ地点の波高分布を Run II について示したもの



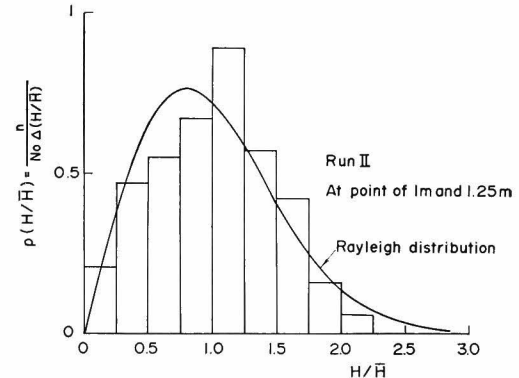
(a) 砕波の影響域内の点 (0 m, 0.25 m)



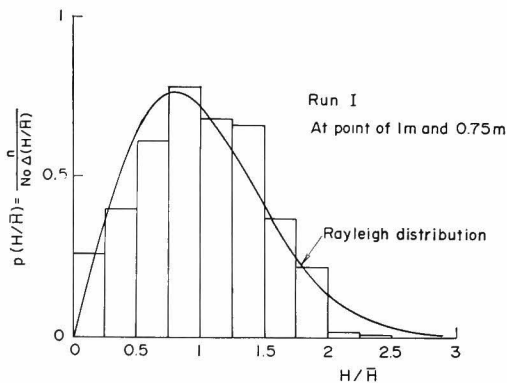
(a) 砕波の影響域内の点 (0 m, 0.25 m)



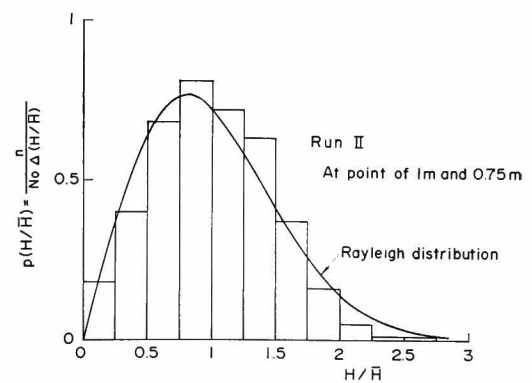
(b) 遮蔽域内の点 (1 m, 1.25 m)



(b) 遮蔽域内の点 (1 m, 1.25 m)



(c) 遮蔽域内の点 (1 m, 0.75 m)



(c) 遮蔽域内の点 (1 m, 0.75 m)

図-6.14 ケース 1 の場合の Run I における回折波の波高分布

図-6.15 ケース 1 の場合の Run II における回折波の波高分布

である。図-6.15 (a) は、砕波の影響が残っているため、図-6.14 (a) と同様に $1 < H/\bar{H} < 1.5$ で実験値の波高の発生頻度が Rayleigh 分布より非常に大きく、図-6.14 (a) よりもこの区間での波高の発生頻度が高い。このことは、Run II の方が砕波の影響を Run I より強く受けていることを示している。図-6.15 (b) および (c) は、遮蔽域内にあるため、少しは砕波の影響が残っているものの、Rayleigh 分布と比較的よく一致する。

以上のように、開口部であっても、波の直進領域での波高分布は、開口部に近い部分では砕波の影響が残り、 $1 < H/\bar{H} < 1.5$ においても波高の発生頻度が Rayleigh 分布とは大きく異なるが、遮蔽域では波高分布は比較적으로 Rayleigh 分布と一致する。

ii) 最高波の諸元

構造物の設計に重要な最高波高は一つの統計量であって、確定値として決定することはできない。特に、波高が水深に比して小さい場合には、ある波群中で得られた最高波高と有義波高の比は、同じ母集団（同一の統計値を持つ波高の集合）でも他の波群を用いれば、変わる。しかし、水深が浅くなると、波群中の波高の高い波は砕波し、その波高を低下させるため最高波高は水深によって規制され、最高波高の上限値が定まる。

砕波が開口部に入射する場合、開口部近傍では回折による波高減衰が小さいので、最高波高は水深によって規制された値になると思われる。また、防波堤の遮蔽域では回折によって波高が減衰し、波高は水深に比して小さくなるので、最高波高は統計的に取り扱わざるを得ない。そこで、砕波限界波高を H_b として、

$$H_b = 0.8h \quad (6.2)$$

で求め、この H_b が有義波高 $H_{1/3}$ に対して $H_b/H_{1/3} > 1.8$ の関係を満足する地点だけを選び出し、最高波高 H_{\max} と有義波高 $H_{1/3}$ の比を実験値で調べてみると、表-6.3 のようになった。各ケースともに、波の種類に関係なく、 $H_{\max}/H_{1/3}$ の平均値は 1.50 程度である。波高分布が

表-6.3 最高波高と有義波高の比

Run	Case	Mean value of $H_{\max}/H_{1/3}$	Standard deviation σ
I	1	1.52	0.125
	2	1.52	0.097
	3	1.49	0.083
II	1	1.50	0.117
	2	1.58	0.182
	3	1.51	0.177

Rayleigh 分布すると仮定すると、同じ母集団から N 波の波を取り出す試行を繰り返したときに、最多 $H_{\max}/H_{1/3}$ の比は、理論的に次式で与えられることを Longuet-Higgins¹¹⁾ は示している。

$$H_{\max}/H_{1/3} = 0.708 \left\{ \sqrt{\ln N} + \frac{\gamma}{2\sqrt{\ln N}} \right\} \quad (6.3)$$

ここに、 N は波数、 γ は Euler 定数で、 $\gamma = 0.5772$ である。実験データの解析では、波数は $N = 150 \sim 200$ 波であるので、

$$1.68 < H_{\max}/H_{1/3} < 1.72 \quad (6.4)$$

となる。実験値が求めた値 1.50 はこの値より少し小さい。この原因については、砕波後の波の回折によって生じるのかははっきりしないけれども、 $H_{\max}/H_{1/3}$ が波数によって変化することを考慮して、実用的には $H_{\max} = 1.8H_{1/3}$ を用いればよいであろう。ただし、 $H_{\max} = 1.8H_{1/3}$ としたのでは、開口部付近では砕波限界波高より高くなる場合があるので、この場合も考慮して最高波高は、

$$H_{\max} = \min \{ 0.8h, 1.8H_{1/3} \} \quad (6.5)$$

で求めればよい。ここに、 $\min \{ \}$ は $\{ \}$ 内の最小値を示す。砕波限界波高の算定の比例定数は、孤立波の理論では 0.78 であり、また海底勾配によっても変わるけれども、港内では水深変化が小さいため、海底勾配が緩やかになることを考慮して、ここでは 0.8 の一定値とした。

最高波高の周期 T_{\max} も確定できないので、 $T_{\max}/T_{1/3}$ の各ケースについて計算してみると、表-6.4 のようにな

表-6.4 最高波の周期と有義波周期の比

Run	Case	Mean value of $T_{\max}/T_{1/3}$	Standard deviation σ
I	1	1.16	0.343
	2	1.04	0.178
	3	1.03	0.123
II	1	1.16	0.278
	2	1.22	0.532
	3	1.17	0.381

った。Run I では $T_{\max}/T_{1/3}$ の平均値は 1.0 付近にあるが、Run II では $T_{\max}/T_{1/3} \approx 1.2$ であり、波高減衰の大きい波による $T_{\max}/T_{1/3}$ の値が大きくなる。波高に比して周期の影響は小さいので、実用的には、 $T_{\max}/T_{1/3} = 1.1$ とすればよいと思われる。

6.6 結 語

本章においては、開口部に砕波が来襲するときの回折波の波高を実験値と計算値で比較を行い、砕波の回折計

算法について検討した。まず、6.1 では砕波の回折計算の必要性について述べ、本章の研究の目的を明確にした。6.2 では実験装置および実験条件について述べ、6.3 では砕波による入射波の波高変化とスペクトル変化の特性を調べた。6.4 では、回折波に関する実験値と計算値とを、波高比および周期比、さらには回折波のスペクトル形について比較検討した。そして、最後に 6.5 では、砕波の回折計算に用いる入射波のスペクトル形および回折波の波高分布と最高波の諸元について検討を行った。以上の内容から、本章の主要な結論は以下のように要約される。

- (1) 1/50 の一様勾配斜面上での入射波の波高変化は、合田による砕波変形理論による計算値と非常によく一致する。
- (2) 1/50 の一様勾配斜面での砕波のスペクトルの高周波側における平衡勾配は、水深が浅くなるほど緩やかになる傾向を示す。
- (3) 波群中の最高波高に近い波だけが砕波するような不規則波では、開口部における実測スペクトルあるいは開口部における有義波の諸元で求めた Bretschneider 型のスペクトルを入射波スペクトルとして用いても波高比については大きな差がなく、どちらも実験値とよく一致する。
- (4) 砕波による波高減衰の大きい波では、開口部における実測スペクトルを用いた波高比の計算値は、波の直進領域で実験値より大きく、波の遮蔽領域では比較的良好に一致する。一方、Bretschneider 型のスペクトルを用いた波高比の計算値は、波の直進領域でも遮蔽領域でも比較的良好に一致する。
- (5) 防波堤前面に消波マウンドがあり、波の進入方向からみて、このマウンドが開口部に突き出した形になる場合には、開口部内の波高はこのマウンドの影響で小さくなる。そのため、単に防波堤先端間を結んだ距離を開口幅とすることはできない。
- (6) 開口部における実測スペクトルを用いた周期比の計算値は、波の直進領域では Bretschneider 型のスペクトルを用いた値とほぼ同じ値を示すが、遮蔽域では Bretschneider 型のスペクトルを用いた値より大きくなる。遮蔽域での両計算値の差は、砕波による減衰の大きい波ほど大きくなる。
- (7) 周期比の実験値は、波の直進領域では $Kar < 1$ 、遮蔽域では $Kar > 1$ となって、計算値と同じ傾向を示すが、計算値ほど大きな周期比変動はなく、 $Kar \approx 1.0$ である。そのため実用上、砕波の場合は有義波周期は

回折によって変化しないと考えることができる。

- (8) 開口部における実測スペクトルを用いた波高比の計算値が波の直進領域で実験値と大きく異なるのは、スペクトルの高周波側に含まれる非線型成分を自由波の成分として計算するためである。そのため、実用的には開口部における有義波の諸元を用いて求めた Bretschneider 型のスペクトルを入射波のスペクトルとして波高比を計算すればよい。
- (9) 回折波の最高波は式 (6.5) で算定すればよく、最高波の周期は、入射波が砕波の影響を強く受けるほど長くなる傾向にあるが、実用的には $T_{\max} = 1.1 T_{1/3}$ と考えればよい。

参考文献

- 1) 合田良実：浅海域における波浪の砕波変形，港湾技術研究所報告，第 14 巻，第 3 号，1975，pp. 59～106.
- 2) 前出文献 1)。
- 3) Iijima, T., T. Matsuo and K. Koga: Equilibrium range spectra in shoaling water, Proc. 12th Conference on Coastal Engineering, 1970, pp. 137～149.
- 4) Thornton, E. B.: Rederivation of the saturated range in the frequency spectrum of wind-generated gravity waves, Jour. Physical Oceanography, Vol. 7, 1977, pp. 137～140.
- 5) 榎木 亨・岩田好一朗：浅海砕波帯における不規則波のパワー・スペクトル形状について——特に高周波数域のスペクトル勾配について——，第 26 回海岸工学講演会論文集，1979，pp. 105～108.
- 6) Mitsuyasu, H., Yi-Yo Kuo and A. Masuda: The dispersion relation for wind waves in decay area, Turbulent Fluxes through the Sea Surface, Wave Dynamics and Prediction edited by A. Favre and K. Hasselmann, 1978, pp. 221～233.
- 7) Yi-Yo Kuo, H. Mitsuyasu and A. Masuda: Experimental study on the phase velocity of wind waves. Part 1. Laboratory wind waves, Report of Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Vol. XXVII, No. 83, 1979, 19 p.
- 8) Hasselmann, K.: On the nonlinear energy transfer in gravity-wave spectrum. Part 1. General theory, Jour. Fluid Mech., Vol. 12, 1961, pp. 481～500.
- 9) Herterich, K. and K. Hasselmann: A similarity relation for nonlinear energy transfer in a finite-depth gravity-wave spectrum, Jour. Fluid Mech., Vol. 97, Part 1, pp. 215～224.
- 10) 前出文献 1)。
- 11) Longuet-Higgins, M. S.: On the statistical distributions of the heights of sea waves, Jour. Marine Res., Vol. IX, No. 3, 1952, pp. 245～266.

7. 結 論

以上、実用的に有効な港内波高の計算法を確立するために、防波堤開口部や島堤に対する波の回折について基礎研究を行い、その成果に基づいて実用的には十分な精度を有する港内波高の計算法を提示するとともに、碎波が回折される場合についても、その計算法を示した。本論文で得られた主要な研究成果を述べて結論とする。

まず、1. においては、新しい港の建設や既存の港の拡張および改良にとって非常に重要な港内波高の計算法は、方向スペクトルを有する不規則波を用いて行わなければならないけれども、不規則波を用いた港内波高の計算法はまだ確立されていないことを述べ、ついで本研究の目的および内容について概述した。

2. においては、防波堤開口部における波の回折について理論的な解析を行い、実験によって理論の妥当性を確かめた。まず、一直線上に配置された両翼防波堤による波の回折の厳密解を求めるとともに、任意防波堤配置に対する近似解を半無限防波堤に対する解析解の重ね合わせとして求めた。そして、両翼防波堤に関して近似解と厳密解とを比較した結果、近似解は波向が防波堤に直角な場合、 $B/L=0.5$ でも厳密解とよく一致するが、波の進入角度が小さくなるにつれて、厳密解との差が大きくなることが明らかになった。また、3種類の防波堤配置について近似解と数値波動解析との比較を行った結果では、両者は比較的良好に一致し、近似解の適用性が確認できた。また、模型実験によって厳密解と近似解の妥当性を調べた結果では、両者とも実験値とよく一致し、これらの理論解は実際の波の回折に適用できることがわかった。

3. においては、島堤による波の回折の厳密解と近似解とを求め、実験によってそれらの妥当性を検討した。まず、楕円柱体による波の回折の理論解を導き、楕円の短軸を無限小に漸近させることによって、島堤による波の回折の厳密解を求めた。楕円柱体に対するこの理論解は、楕円の短軸と長軸とを等しくした場合には、円柱による波の回折の理論解とも一致することを示した。また、半無限堤による波の回折の解析解を重ね合わせることによって島堤に対する近似解を求め、厳密解と比較して近似解の適用範囲を明らかにした。模型実験によって厳密解と近似解の妥当性を調べた結果、厳密解は常によく実験値と一致するが、近似解は、実験条件が上記の適用範囲外にある場合には、実験値との一致が悪かった。

4. においては、開口部および島堤による波の反射・回折の計算を方向スペクトルを有する不規則波で行う方法

を提示するとともに、その方法の妥当性を実験によって検討した。また、護岸や防波堤による反射波の算定法を示した。まず、不規則波による波の反射・回折の計算法を示し、2. および 3. で求めた近似解を用いて計算を行い、不規則波の反射・回折の特性を調べた。これによると、防波堤の反射率は、防波堤前面の反射波高を下げる効果はあるが、回折波高にはほとんど影響を与えないことがわかった。また、開口防波堤による波の回折では、周波数分散より方向分散の効果が強く影響し、規則波による計算値とは大きく異なり、波の回折計算では、方向スペクトルを有する不規則波で計算しなければならないことが明らかになった。不規則波による波の反射・回折計算法の妥当性を検討するために、単一方向不規則波を用いた模型実験値と比較した結果、数値計算値は実験値と比較的良好に一致しており、計算法の妥当性が検証できた。ただし、防波堤の背面で反射波が生じる開口防波堤の場合、計算値の波高が急変する部分で、実験値と計算値は若干の差を示すため、計算値を滑らかにすりつけることが必要である。護岸や防波堤による反射波を算定する方法として、反射面を島堤と考え、島堤による反射計算を行って算定する方法を示し、その適用条件を明らかにした。

5. においては、港口からの進入波が岸壁や護岸で多重反射されることを考慮した港内波高の計算法を提案し、模型実験および現地観測によってその精度を検討した。まず、港口部からの進入波が岸壁で反射される場合、反射波は岸壁を島堤とみなしたときの反射波と同じ波高減衰パターンを示すと仮定して、新しい港内波高計算法を提案した。この計算法は、開口部が数個ある場合にも、また港内にもう一つの港がある場合にも適用することができる。この方法による計算値を模型実験値と比較した結果、計算値は平均的にみて約 30% 以内の誤差の範囲で実験値と一致することがわかった。しかし、入射波の波向や計算領域によっては、局所的に計算値と実験値とが大きくずれることがある。また、港口部前面の海底地形が複雑な港では、港口部へ入射する波の波向を正確に算定して計算しないと、計算精度が悪くなる。現地観測値と計算値とを比較した結果では、観測値は港内発生波を含んでいることもあって、非常に大きくばらつき、計算値の精度を詳細に検討することはできなかったが、計算値は波向変化による港内波高観測値の変化傾向をよく表わしていることがわかった。

6. においては、開口部に碎波が来襲してくる時の回折波の波高について実験値と計算との比較を行い、碎波

の回折計算法について検討した。まず、実験値と線型理論による計算値とを比較した結果、次のことが明らかになった。波群中の最高波に近い波だけが砕波するような不規則波では、開口部における実測スペクトルあるいは開口部における有義波の諸元で求めた Bretschneider 型のスペクトルを入射波のスペクトルとして用いても、波高比については大きな差がなく、どちらも実験値とよく一致するが、砕波による波高減衰の大きい波では、開口部における実測スペクトルを用いた波高比の計算値は、波の直進領域では実験値より大きく、波の遮蔽領域では比較的良好一致する。一方、Bretschneider 型のスペクトルを用いた計算値は、波の直進領域でも、遮蔽領域でも比較的良好一致する。このように、実測スペクトルを用いて計算される波高比が波の直進領域で実験値と大きく異なるのは、実測スペクトルの高周波側に含まれる非線型成分を自由波として計算するためであることが、回折後の波のスペクトル形を比較することによって明らかになった。そのため、実用的には、開口部における有義波の諸元を用いて求めた Bretschneider 型のスペクトルを入射波のスペクトルとして用いて、波高比を計算することを提案した。

以上、本論文では、方向スペクトルを有する不規則波に対する港内波高の計算法を確立することを目的として、波の回折について系統的な基礎研究を実施し、不規則波に対する実用的な港内波高計算法を提案するまでに到ったけれども、本計算法の精度についてはなお検討すべき点が少なくなく、現地波浪観測によってその精度を検討することが今後の重要な課題である。

本論文で提案した港内波高の計算法は、港湾技術研究所においてマニュアル化され、すでに各港湾建設局で活用されていることを附記しておく。

謝 辞

著者が波の回折に関する研究を始めたのは、運輸省港湾技術研究所の現水工部長 合田良実博士の指導の下に、同所元波浪研究室員 鹿内正彦（旧姓伊藤）技官および笹田 正技官の協力を得て、島堤による波の反射・回折の実験とその理論解析を行ったときである。その後、元波浪研究室員 神山 豊技官および元研修生 杉浦秀之氏（東亜建設工業株式会社）、波浪研究室員 菊地治技官、西田一彦技官の全面的な協力を得て、規則波および不規則波の回折実験と計算を実施した。港内波高計算プログラムの作成に当っては、同所計算センターのプログラム開発室 横田慎二技官の協力を得た。この間、

水工部長 合田良実博士からは終始有益な御助言と御指導をいただいた。以上の諸氏に甚大なる謝意を表する次第である。

また、本論文をとりまとめるに当っては、京都大学防災研究所 土屋義人教授からは暖かい御指導と御助言をいただいた。さらに、京都大学工学部 岩垣雄一教授からは懇切な御指導を受けた。ここに記して、深く感謝の意を表する次第である。

主要記号一覧表

A_a	: 二次回折時における防波堤Ⅱへの入射波の片振幅
$A_{3r}^{(2n)}$: 周期 π の Mathieu 関数を余弦級数で表わしたときの係数
$A_{2r+1}^{(2n+1)}$: 周期 2π の Mathieu 関数を正弦級数で表わしたときの係数
a	: Mathieu 方程式の固有値
B	: 開口幅あるいは島堤長
$B_{2r+1}^{(2n+1)}$: 周期 2π の Mathieu 関数を正弦級数で表わしたときの係数
$B_{2r+2}^{(2n+2)}$: 周期 π の Mathieu 関数を正弦級数で表わしたときの係数
b	: 2 つの焦点から楕円上の点までの距離の和
$(B/L)_c$: 近似解の適用限界島堤長
$C(\gamma)$: 余弦に関するフレネル積分値
C_{2n}	: 未知定数
C_{2n+1}	: 未知定数
$Ce_{2n}(\xi; k_1^2)$: $ce_{2n}(\theta; k_1^2)$ に対応する変形 Mathieu 関数
$Ce_{2n+1}(\xi; k_1^2)$: $ce_{2n+1}(\theta; k_1^2)$ に対応する変形 Mathieu 関数
$ce_{2n}(\theta; k_1^2)$: 周期 π の Mathieu 関数
$ce_{2n+1}(\theta; k_1^2)$: 周期 2π の Mathieu 関数
d_r	: 変形 Mathieu 関数を Bessel 関数の級数で表わしたときの係数
E_{2n}	: 未知定数
E_{2n+1}	: 未知定数
F_{2n+1}	: 未知定数
F_{2n+2}	: 未知定数
$Fey_{2n}(\xi; k_1^2)$: 変形 Mathieu 方程式の解
$Fey_{2n+1}(\xi; k_1^2)$: 変形 Mathieu 方程式の解
f	: 波の周波数
f_n	: n 番目の成分波の周波数

f_p	・ スペクトルのピーク周波数	$k_1 A_1^{(2n+1)}$	
$G(f, \alpha)$	・ 波浪の方向関数	$Q(\theta)$	・ Helmholtz の方程式を楕円座標に変換したときの θ のみの関数
$\text{Gey}_{2n+1}(\xi; k_1^2)$	・ 変形 Mathieu 方程式の解	q	・ $q=2k_1 \cosh \xi$
$\text{Gey}_{2n+2}(\xi; k_1^2)$	・ 変形 Mathieu 方程式の解	r	・ 項数あるいは防波堤先端からの距離
g	・ 重力の加速度	r_I	・ 防波堤 I の先端からの距離
H	・ 波高	r_{II}	・ 防波堤 II の先端からの距離
$H(\xi)$	・ Helmholtz の方程式を楕円座標で変換したときの ξ のみの関数	$S(f, \alpha)$	・ 波の方向スペクトル
$H_{1/3}$	・ 有義波高	$S(f)$	・ 波の周波数スペクトル
H_0	・ 沖波の波高	$S(\gamma)$	・ 正弦に関する Fresnel 積分値
H_b	・ 碎波波高	$S_o(f)$	・ 計算スペクトル
H_i	・ 入射波高	$\text{Se}_{2n}(\xi; k_1^2)$	・ $\text{se}_{2n}(\theta; k_1^2)$ に対応する変形 Mathieu 関数
H_{In}	・ 港内波高	$\text{Se}_{2n+1}(\xi; k_1^2)$	・ $\text{se}_{2n+1}(\theta; k_1^2)$ に対応する変形 Mathieu 関数
H_{\max}	・ 最高波高	S_{2n}	・ 未知定数
H_{out}	・ 港外波高	S_{2n+1}	・ 未知定数
$H_r^{(1), (2)}(q)$	・ Hankel 関数	S_{\max}	・ 方向集中度を示すパラメータ
h	・ 水深	S_{2n+1}	・ $S_{2n+1} = \text{se}'_{2n+1}(0; k_1^2) \text{se}_{2n+1}(\pi/2; k_1^2) / k_1 B_1^{(2n+1)}$
$J_r(q)$	・ 第 1 種 Bessel 関数	S_{2n+2}	・ $S_{2n+2} = \text{se}'_{2n+1}(\pi/2; k_1^2) \text{se}'_{2n+2}(0; k_1^2) / k_1^2 B_2^{(2n+2)}$
K_a	・ 波高比	$\text{se}_{2n+1}(\theta; k_1^2)$	・ 周期 2π の Mathieu 関数
K_a'	・ 入射波高が低下したときの回折係数	$\text{se}_{2n+2}(\theta; k_1^2)$	・ 周期 π の Mathieu 関数
K_{aT}	・ 周期比	T	・ 波の周期
K_r	・ 反射率	$T_{1/3}$	・ 有義波の周期
K_{re}	・ 屈折率	T_0	・ 沖波の周期
K_{rI}	・ 防波堤 I の反射率	t	・ 時間
K_{rII}	・ 防波堤 II の反射率	U_s	・ 海面上 5 m における風速
K_s	・ 浅水係数	$U_{19.5}$	・ 海面上 19.5 m における風速
k	・ 波数 ($2\pi/L$)	u	・ x 方向の水粒子速度
k_1	・ $k_1 = \pi B/2L$	u_0	・ 水表面における x 方向の流速
k_n	・ 周波数 f_n に対応する波数	v	・ y 方向の水粒子速度
L	・ 波長	v_0	・ 水表面における y 方向の流速
M	・ 方向分割数	w	・ z 方向の水粒子速度
$\text{Me}_{2n}^{(1), (2)}(\xi; k_1^2)$	・ 変形 Mathieu 方程式の解	w_0	・ $w_0 = g/U_{19.5}$ あるいは g/U_s
$\text{Me}_{2n+1}^{(1), (2)}(\xi; k_1^2)$	・ 変形 Mathieu 方程式の解	x	・ 静水面上に原点をもつ平面座標
M_n	・ 未知定数	$Y_r(q)$	・ 第 2 種 Bessel 関数
m	・ 方向分割の番数	y	・ 静水面上を原点にもつ平面座標
N	・ 周波数分割数	z	・ 鉛直上方を正とする座標
N_n	・ n の項数あるいは未知定数	α	・ 波の進入角度
N_r	・ r の項数	α_B	・ 防波堤先端間を結んだ線の x 軸に対する傾角
n	・ 境界面の垂直方向の座標	α_m	・ 成分波の進入角度
n	・ 項数		
P	・ 波高の超過出現率		
p	・ 水圧あるいは波高の出現率		
p_{2n}	・ $p_{2n} = \text{ce}_{2n}(0; k_1^2) \text{ce}_{2n}(\pi/2; k_1^2) / A_0^{(2n)}$		
p_{2n+1}	・ $p_{2n+1} = -\text{ce}'_{2n+1}(\pi/2; k_1^2) \text{ce}_{2n+1}(0; k_1^2) /$		

α_{\max}	・ 成分波の進入角度の最大偏角	ξ_0	： 楕円筒の境界
α_{\min}	： 成分波の進入角度の最小偏角	ρ	： 水の密度
α_p	： 波の主方向	σ	： 波の角周波数 ($2\pi/T$)
β	： x 軸に対する副防波堤の傾角	ϕ	： 速度ポテンシャル
γ	： Fresnel 積分の範囲	ϕ_I	： 領域 I 内の速度ポテンシャル
δ_{nr}	： クロネッカーのデルタ関数	ϕ_{II}	： 領域 II 内の速度ポテンシャル
ε_{nm}	・ 位相のずれ角	ϕ_r	： 反射波の速度ポテンシャル
η	： 水面変動量	ϕ_s	： 散乱波の速度ポテンシャル
η_d	： 回折波による水面変動量	ϕ	： 平面波形を表わす式
θ	： 楕円座標	ϕ_I	： 領域 I 内の平面波形を表わす式
θ_I	： 防波堤 I の先端を原点としたときの円筒座標	ϕ_{II}	： 領域 II 内の平面波形を表わす式
θ_{II}	： 防波堤 II の先端を原点としたときの円筒座標	$\phi_{I II}$	： 防波堤 I で回折あるいは反射された波が防波堤 II で再度回折されるとき の平面波形を示す式
θ_1	： 島堤の左側先端を原点としたときの円筒座標	ϕ_i	： 入射波の平面波形を表わす式
θ_2	： 島堤の右側先端を原点としたときの円筒座標	ϕ_r	： 反射波の平面波形を表わす式
ν_n	： 入射波を Mathieu 関数で表わすときの係数	ϕ_s	： 散乱波の平面波形を表わす式
ξ	： 楕円座標	ϕ_0	： 定数
		ϕ^*	： ϕ の共役複素数
		ϕ_d	： 二次回折波の位相のずれ角

